

Alma Mater Studiorum – Università di Bologna

DOTTORATO DI RICERCA
MECCANICA DEI MATERIALI
E PROCESSI TECNOLOGICI

Ciclo XXI

Settore scientifico disciplinare di afferenza: ING - IND / 16
Tecnologia e Sistemi di lavorazione

TITOLO TESI

**RICERCA E SVILUPPO DI TECNICHE INTEGRATE
BASATE SULL'ANALISI TERMOFLUIDODINAMICA
DEI PROCESSI FUSORI E SULL'ANALISI STRUTTURALE
PER LA PROGETTAZIONE DI COMPONENTI IN
ALLUMINIO AD ALTE PRESTAZIONI**

Presentata da: **Dott. Ing. GIOVANNI SANGIORGI CELLINI**

Coordinatore Dottorato

Relatori

Chiar.mo Prof. Ing. TULLIO TROMBETTI

Chiar.mo Prof. Ing. LUCA TOMESANI

Chiar.mo Prof. Ing. GIOVANNI TANI

Esame finale anno 2008

Indice

Capitolo 1

ASPETTI BASILARI NELLA PRODUZIONE PER FONDERIA

1.1 LEGHE D'ALLUMINIO: PROPRIETÀ ED UTILIZZO	1
<i>1.1.1 Introduzione</i>	
<i>1.1.2 Metallurgia</i>	
<i>1.1.3 Proprietà</i>	
<i>1.1.4 Leganti</i>	
1.2 RICHIAMI DI TERMOFISICA	7
<i>1.1.2 Meccanismi di trasmissione del calore</i>	
1.3 LA SOLIDIFICAZIONE DI UNA LEGA	23
1.3.1 Descrizione del fenomeno fisico	
1.3.2 Cinetica di enucleazione	
1.3.3 Crescita dei grani	29
<i>1.3.3.1 Crescita nei metalli puri</i>	
<i>1.3.3.2 Crescita nelle leghe metalliche</i>	
1.3.4 Transizioni della morfologia di solidificazione	35
1.3.5 Segregazione di soluto	38
1.4 L'ESTRAZIONE DI CALORE	40
1.4.1 Effetti di capillarità	42
1.4.2 Ridistribuzione del soluto nel metallo	
1.4.3 Trasferimento di atomi all'interfaccia liquido-solido	49
1.4.4 Forma instabile dell'interfaccia solido-liquido	
1.4.5 La solidificazione dendritica	59
1.4.6 Calcolo dello SDAS	
1.5 I DIFETTI DI SOLIDIFICAZIONE	60
1.5.1 Le Porosità da Ritiro	

1.5.2 Le Porosità da Gas	61
1.5.3 Cricche a Caldo e a Freddo	67
1.6 RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI CAPITOLO 1	69

Capitolo 2

MODELLAZIONE NUMERICA

2.1 FOMULAZIONE MATEMATICA DI BASE	71
2.1.1 Tecniche di simulazione del processo	
2.1.2 Descrizione del sistema fisico	73
2.1.3 Equazioni di bilancio	
2.1.4 Il metodo delle differenze finite	75
2.1.5 Il metodo dei volumi finiti	
2.2 PROCAST: MODELLI PREVISIONALI DELLE POROSITÀ	81
2.3 PROCAST: IL MODELLO PER LA SIMULAZIONE DELLA CRESCITA DELLE DENDRITI	90
2.3.1 Introduzione	
2.3.2 Modellazione della microstruttura: concetti e parole chiave	93
2.3.3 Simulazione delle strutture dei grani combinando metodi deterministici e stocastici	
2.3.4 Il modello CA-FE nel caso bidimensionale	95
2.3.5 Il modello CA-FE nel caso tridimensionale	105
2.4 PROCAST: IL MODELLO PER LA SIMULAZIONE DI STRESS	111
2.5 PROCAST: PREPARAZIONE, ESECUZIONE ED ANALISI DI UNA SIMULAZIONE	116
2.6 RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI CAPITOLO 2	127

Capitolo 3

CONDIZIONI AL CONTORNO

3.1: GENERALITÀ	129
3.1.1 Riferimenti bibliografici	
3.2 SVILUPPO DI UN MODELLO PER IL CALCOLO NUMERICO	144
3.2.1 Il metodo delle differenze finite	
3.2.2 Costruzione di un modello alle differenze finite	
3.3 IL METODO DI BECK	151
3.3.1 Introduzione	
3.3.2 Distacco all'interfaccia	
3.4 APPROCCIO SPERIMENTALE	155
3.4.1 Sistema di acquisizione	
3.4.1.1 Termocoppie	
3.4.1.2 Scelta dei punti di misura	160
3.4.1.3 Catena di misura	
3.4.1.4 Taratura della catena di misura	166
3.4.1.5 Posizionamento dei sensori	
3.4.2 Attrezzatura sperimentale per il calcolo degli HTC	170
3.4.2.1 Il Modello Sperimentale	
3.4.2.2 Descrizione morfologica del modello	174
3.4.2.3 Le condizioni di processo	
3.4.2.4 Sezionamento dei getti	177
3.4.2.5 Metodi d'analisi sperimentale del modello	
3.4.3 Analisi critica dei risultati	178
3.4.3.1 Instabilità degli andamenti	
3.4.3.2 Negatività dei valori del flusso di calore	179
3.4.3.3 Confronto coi risultati in letteratura	
3.4.3.4 Temperature calcolate	
3.4.3.5 Risultati delle colate della lega A356	185
3.4.3.6 Conclusioni	

3.5 EFFETTO DEL BATTENTE METALLOSTATICO E DIPENDENZA DEGLI HTC DA CONDIZIONI LOCALI DELL'INTERFACCIA	191
3.5.1 Il modello	
3.5.2 Risultati delle colate	198
3.5.3 Determinazione dei coefficienti HTC getto-raffreddatori, al variare del battente metallostatico di colata	
3.5.4 Risultati a confronto sui diversi getti	200
3.5.5 Osservazioni	
3.6 RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI CAPITOLO 3	212

Capitolo 4

DETERMINAZIONE DELLE CONDIZIONI AL CONTORNO CONSEGUENTI ALL'UTILIZZO DELLA POLVERE ESOTERMICA	215
4.1 Introduzione	
4.2 Sperimentazione	218
4.2.1 Descrizione morfologica dei modelli	
4.2.2 Problematiche	
4.2.3 Ipotesi	
4.2.4 Variabili ulteriori contemplate	
4.2.5 Difficoltà incontrate	220
4.2.6 Le condizioni di processo	
4.2.7 Sperimentazione 1) Manica cieca	
4.2.8 Sperimentazione 2) Manica Aperta con Polvere esotermica	
4.3 Simulazione	224
4.3.1 Simulazione 1)	
4.3.2 Simulazione 2)	
4.3 Confronto	
4.4 Risultati e discussione	230
4.5 conclusioni	

Capitolo 5

STUDIO DELLA MICROSTRUTTURA DI SOLIDIFICAZIONE DI UN GETTO DI GRANDI DIMENSIONI 233

5.1 Introduzione	
5.2 Sperimentazione	242
5.2.1 Descrizione morfologica del getto	
5.2.2 Le condizioni di processo	
5.2.3 Sezionamento dei getti	246
5.2.4 Misura dello sdas e della porosità	
5.2.5 Osservazione del grano	
5.3 Simulazione	298
5.4 Confronto sdas e porosità	
5.5 Confronto strutture di solidificazione	318
5.6 Conclusioni	

Capitolo 1

1.1 LEGHE D'ALLUMINIO: PROPRIETÀ ED UTILIZZO

1.1.1 Introduzione

L'elemento alluminio costituendo l'8% della composizione della litosfera è secondo solo all'ossigeno per diffusione sulla terra [1].

Esso si trova sempre combinato con altri elementi all'interno di numerosi minerali; tra questi il più importante è la bauxite ($\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$) la cui composizione media è: 50-65% Al_2O_3 , 5-25% Fe_2O_3 , 4-7% SiO_2 .

Scoperto all'inizio del XIX secolo fu per parecchi decenni impiegato, in virtù della sua lucentezza e resistenza alla corrosione, nella produzione di oggettistica di lusso; le notevoli difficoltà, specie energetiche, di produzione lo rendevano un metallo prezioso quanto i metalli nobili.

Solo nel 1886 fu messo a punto il processo detto Hall-Hèroult di estrazione del metallo dall'allumina (grazie alla maggior disponibilità di energia elettrica, con l'avvento della dinamo), che successivamente Bayer riuscì a rendere applicabile industrialmente.

Ben presto si scoprì che l'aggiunta di elementi di lega ne esaltava diverse caratteristiche, meccaniche e non, e l'impiego di tali leghe iniziò parzialmente a sostituire l'acciaio, specie nel campo automobilistico e aeronautico, che allora compivano i primi passi.

Nel 1910 si cominciarono ad effettuare i primi trattamenti termici sulle leghe alluminio-rame (durallumini) ottenendo caratteristiche meccaniche paragonabili alle leghe ferrose, mantenendo i vantaggi delle leghe d'alluminio, e un decennio dopo, la scoperta delle eccellenti proprietà fusorie delle leghe alluminio-silicio consacrò definitivamente questi materiali.

Nacquero rapidamente leghe complesse (con più di un legante) e le leghe secondarie (cioè di riciclaggio); si svilupparono innumerevoli altri processi tecnologici (fra tutti, la modificazione delle leghe al silicio).

Attualmente l'impiego delle leghe d'alluminio è diffuso in tutti i settori ed è in continua espansione grazie ad interessanti proprietà meccanico-tecnologiche: la facilità di formatura da liquido, la bassa densità e la resistenza meccanica relativamente elevata ne consigliano l'uso nelle macchine mobili ed apparecchi, nelle parti in rapido movimento (pistoni e bielle), in particolari non completamente utilizzati dal punto di vista della resistenza (carcasce e pannelli) presupposto che la diminuzione in peso giustifichi il maggiore costo rispetto ad acciaio e ghisa; in altri casi il vantaggio consiste nella loro elevata conducibilità elettrica e termica.

In particolare nel campo veicolare, dove la questione petrolifera richiede di ridurre sempre di più i consumi, la tendenza è sostituire, ovunque sia possibile, i componenti in lega ferrosa con quelli in lega d'alluminio, onde ridurre i pesi e quindi le spese energetiche di movimentazione.

Oggi, circa il 10% del peso totale di un autoveicolo è costituito di leghe d'alluminio; la tendenza per i prossimi decenni è raggiungere il 33%.

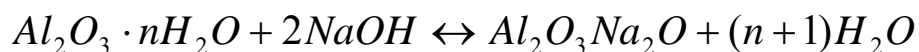
L'impiego delle leghe d'alluminio è poi preponderante in campo aeronautico, dove la leggerezza è intuitivamente fondamentale.

1.1.2 Metallurgia

Il processo Bayer-Hall-Hèroult è usato ancor oggi per la produzione di alluminio primario; esso avviene in due fasi:

- 1) produzione dell'allumina (Al_2O_3) pura (processo Bayer)
- 2) elettrolisi dell'allumina in soluzione di criolite ($3\text{NaF} + \text{Al}_3\text{F}$)

L'alluminio, in natura, si trova generalmente sotto forma di *bauxite* ($\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$). Per ricavarne l'allumina pura, essa viene macinata ed essiccata, poi miscelata in apposite autoclavi con una soluzione concentrata di soda caustica (NaOH) in ragione di circa 300 kg/m^3 , in opportune condizioni di pressione e temperatura ($150\text{-}200 \text{ MPa}$ e 200°C circa). In tali condizioni il solo alluminio solubilizza come alluminato sodico [2]:



Una volta eliminati, mediante decantazione, i fanghi contenenti le impurezze presenti nella bauxite di partenza, la soluzione acquosa così ottenuta viene fatta stazionare in appositi reattori chimici per circa 100 ore, dove l'aggiunta di cristalli che fungono da centri di germinazione, o di catalizzatori, porta alla formazione di cristalli di idrossido di alluminio, $Al(OH)_3$, che viene separato e calcinato in forni rotativi a $1200^\circ C$. Si ottiene così allumina ad alta purezza, con consumo energetico di circa 0,5 t di carbone ogni 1000 kg di prodotto.

Da questa, disciolta in criolite in ragione dell'8-10% al fine di ridurre la temperatura di funzionamento della cella, si ricava l'alluminio puro per elettrolisi. Lo schema di una cella elettrolitica per questa applicazione è qui riportato:

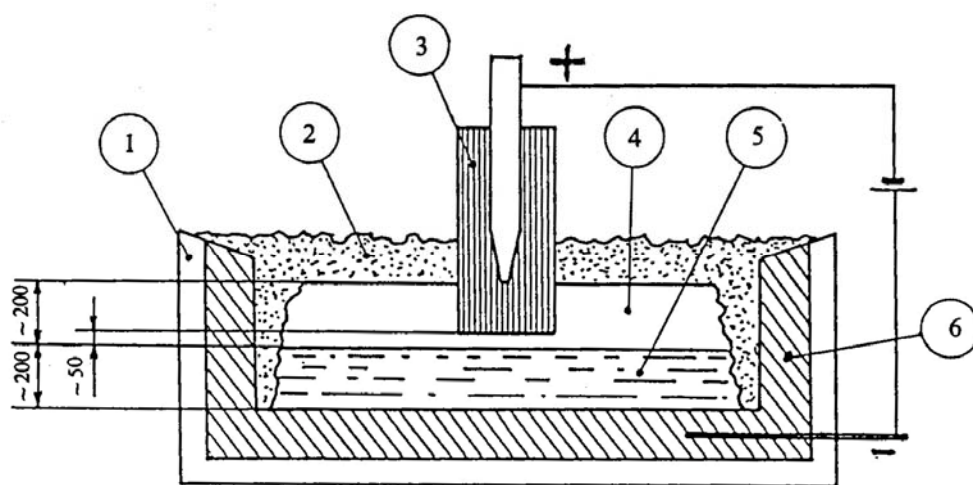


Fig. 1.1: Schema di una cella elettrolitica per la produzione di alluminio.
1) refrattario; 2) crosta solida di alluminio e criolite; 3) anodo di carbone;
4) elettrolita fuso; 5) alluminio fuso; 6) suola conduttrice carboniosa.

Regolando la distanza fra gli elettrodi, la corrente, per effetto Joule, mantiene la temperatura ai valori necessari ($960-980^\circ C$). Durante l'elettrolisi, il metallo si deposita sul catodo (fondo), mentre l'ossigeno

che si libera gorgoglia all'anodo, consumandolo rapidamente per combustione. I parametri elettrici sono: circa 5-6 V e 100000 A.

L'alluminio che si ottiene fuso sul fondo della vasca viene periodicamente prelevato mediante un sistema di aspirazione a vuoto che consente il prelievo senza inopportuni rimescolamenti.

L'alluminio ottenuto ha un grado di purezza minimo del 99% (le impurezze principali sono Fe e Si). Per ottenere gradi di purezza spinti (99,99%) si procede ad una raffinazione tramite una seconda elettrolisi su alluminio fuso in una miscela di cloruri e fluoruri a 750°C circa.

Il costo energetico per la produzione di 1kg di alluminio puro, a partire dalla bauxite è di circa 20-25 kWh (e circa 4kg di bauxite). La questione petrolifera ha recentemente orientato verso il riciclaggio anche se le leghe secondarie, così ottenute, non danno le stesse garanzie di quelle primarie in termini di composizione chimica.

1.1.3 Proprietà

L'alluminio è un metallo bianco-argenteo, che cristallizza nel sistema cubico a facce centrate, con dimensione reticolare, in condizioni normali di $4,04 \cdot 10^{-9}$ mm [2]. La sua temperatura di fusione è di 659°C, mentre quella di ebollizione si aggira intorno ai 2300°C; ha un calore specifico di 0.94 kJ/kg°K e calore latente di fusione di 394,5 kJ/kg.

Le principali caratteristiche dell'alluminio sono riportate nella tabella successiva insieme a quelle di altri materiali per confronto:

	Unità di misura	Alluminio	G-AlSi2MnMg	Magnesio	Rame	Ferro	Titanio
Densità D	Mg/m ³	26,4	26,4	16,6	87,2	77,3	44,1
Coefficiente medio di dilatazione termica lineare	nm/m °K	24	23	26	16,5	12	8,5
Conducibilità termica	$\frac{MW}{m \times ^\circ K}$	22,2	16,7	15,5	38,9	8,8	1,9
Carico di rottura (di snervamento) R _m (R _s)	MPa	70 (30 ÷ 40)	230 ÷ 300 (200 ÷ 280)	180	220	250	540 (280)
Allungamento percentuale A ₅	%	50	1 ÷ 3	10	50	50	20
Durezza Brinell	HB	18	90 ÷ 105	35	50	60	—
Modulo di Elasticità: E	MPa	67500	72000	4200	125000	210000	107500
Resistenza specifica $\left(\frac{R_m}{D}\right)$	—	2,6	11	10,8	2,5	3,2	10

Tabella 1A: comparazione delle caratteristiche dell'alluminio con quelle di altri materiali metallici

Dall'esame della tabella risulta evidente che l' alluminio è caratterizzato principalmente da:

- basso peso specifico
- ottima conducibilità termica
- elevata plasticità
- in lega con altri metalli assume caratteristiche meccaniche elevate, ed in particolare raggiunge valori eccellenti di resistenza specifica.

A loro favore parlano poi (a seconda dei leganti introdotti) notevole lavorabilità plastica e all'utensile e colabilità.

Il metallo puro presenta, contrariamente a quanto si può pensare viste le sue caratteristiche elettrochimiche (potenziale standard di riduzione 1,66 V: inferiore solo al magnesio ed agli alcalini), un'ottima resistenza a corrosione, in virtù delle caratteristiche protettive dello strato di ossido

compatto che si forma rapidamente in ambiente ossidante e che lo protegge da ulteriori attacchi. Tale ossido è assai stabile e non tende ad attaccare il metallo sottostante, esso ha quindi un effetto passivante. L'alluminio è pressoché inattaccabile dall'aria e dall'acqua, resiste molto bene all'anidride solforosa e agli acidi organici, e discretamente all'ammoniaca e agli idrocarburi.

Queste caratteristiche risentono negativamente della presenza di impurezze, specialmente di rame e ferro. Anche nel caso delle leghe le caratteristiche di resistenza corrosione sono in stretta relazione col legante introdotto.

Il potere protettivo del rivestimento di ossido può essere esaltato tramite un processo galvanico detto ossidazione anodica, che porta alla formazione di uno strato molto più spesso (e quindi più efficace) di ossido, senza alterare le caratteristiche di lucentezza del metallo sottostante.

Da notare sono l'alto coefficiente di dilatazione lineare, doppio di quello del ferro, ed il modulo elastico variabile in dipendenza con gli elementi contenuti nella lega.

Passando alle caratteristiche tecnologiche si rileva l'assenza di un vero proprio snervamento ed un comportamento favorevole per gli impieghi a bassa temperatura: infatti al diminuire della temperatura la resistenza non varia apprezzabilmente mentre sia la duttilità che la resistenza meccanica crescono. L'alluminio e le sue leghe, in varia misura, presentano notevoli caratteristiche di imbutibilità, duttilità, malleabilità; si prestano in particolare a tutte le operazioni di lavorazione plastica sia a caldo che a freddo. La lavorazione all'utensile non presenta difficoltà a patto di impiegare velocità di taglio elevate.

La colabilità dell'alluminio, e particolarmente delle sue leghe, è tale che questi metalli costituiscono una classe fondamentale di materiali da fonderia. A questo processo, in virtù del maggior coefficiente di ritiro che presenta, alluminio puro si presta meno delle sue leghe.

La caratteristica tecnologica meno vantaggiosa di questo materiale, collegata alla sua affinità con l'ossigeno, è la saldabilità, tanto che l'unione di lamiere di alluminio è eseguita preferenzialmente tramite chiodatura.

1.1.4 Leganti

L'alluminio puro non presenta caratteristiche meccaniche elevate: l'introduzione di elementi di lega ne migliora notevolmente le proprietà.

Sono considerati leganti quegli elementi che caratterizzano la lega, determinandone le caratteristiche meccaniche fisiche e tecnologiche.

Altri elementi possono essere aggiunti in piccole quantità per modificare o migliorare particolari caratteristiche strutturali, fisiche o tecnologiche quali l'affinazione del grano, la neutralizzazione di alcune impurità nocive, l'innalzamento della temperatura critica di cristallizzazione, il miglioramento della lavorabilità all'utensile, l'incremento della resistenza ad elevata temperatura. In questo caso non si parla di leganti ma di correttivi.

I vari elementi per la preparazione delle leghe possono essere aggiunti in due modi [3]:

- introduzione diretta
- lega madre

Il primo metodo è impiegato per quegli elementi che presentano un punto di fusione inferiore a quello dell'alluminio e per il silicio.

Nel secondo si utilizza una lega binaria contenente il legante in massima percentuale possibile; questa procedura è utilizzata per quegli elementi che presentano una velocità di dissoluzione bassa nell'alluminio fuso. La lega madre presenta alcune caratteristiche essenziali per il suo impiego quali il punto di fusione prossimo a quello dell'alluminio, una struttura omogenea e stabilità chimica.

I leganti influiscono sulla colabilità, per variazione della fluidità del liquido, sulla fragilità di ritiro o sull'entità del ritiro di solidificazione.

Viene ora esaminata l'azione di ogni singolo elemento di lega:

Rame

Aumenta notevolmente la resistenza meccanica e la durezza della lega, anche a caldo, dipendentemente dalla quantità presente (a prezzo di una riduzione di duttilità, che diventa intollerabile per tenori di rame $>12\%$). Le leghe Al-Cu sono bonificabili, e possono raggiungere valori di resistenza meccanica dell'ordine di 500 MPa.

Non presentano, specie le binarie, caratteristiche elevate di colabilità: se il rame è contenuto in tenori $<5\%$ presentano anche notevole fragilità di ritiro. Al contrario, se il contenuto è superiore la formabilità da liquido migliora.

Il principale limite del rame è lo scadimento delle proprietà di resistenza alla corrosione che la sua presenza, anche in piccole quantità, comporta. Il suo potenziale standard di riduzione è infatti fortemente catodico, così come quello dei suoi composti intermetallici, e specie in seguito a trattamento termico, si assiste alla formazione di numerose microcelle galvaniche, con rapida dissoluzione della matrice di alluminio.

Silicio

Le leghe Al-Si sono tipici materiali da fonderia, in quanto il contenuto di silicio aumenta la colabilità, in particolar modo cresce la fluidità, e si ha un sensibile abbassamento della fragilità di ritiro della lega proporzionalmente al suo tenore, fino ad un massimo in corrispondenza della percentuale eutettica. Le leghe binarie non sono bonificabili, ma presentano discrete caratteristiche meccaniche all'aumentare del contenuto di silicio (anche oltre la % eutettica), inoltre la presenza di silicio non altera sensibilmente la resistenza a corrosione.

Sfavorevole è effetto nei confronti delle lavorazioni all'utensile.

Le leghe di silicio sono soggette al fenomeno detto modificazione, che verrà approfondito in seguito .

Magnesio

L'effetto principale del magnesio è un notevole incremento della resistenza a corrosione della lega: esso, insieme ai composti intermetallici che forma (Al_3Mg_2 e Al_2Mg_3), infatti, ha un comportamento anodico nei confronti della matrice di alluminio, e tende quindi a disciogliersi o ossidarsi preferenzialmente; le sovratensioni in gioco sono comunque sufficienti a rendere il processo accettabilmente lento.

Anche se teoricamente possibile, la bonifica delle leghe binarie Al-Mg non dà risultati apprezzabili; sono invece bonificabili (conservando i benefici effetti visti dei due leganti) le leghe ternarie Al-Si-Mg (che uniscono elevate caratteristiche meccaniche con buona resistenza alla corrosione), così come le leghe Al-Mg-Zn (quelle che consentono le prestazioni meccaniche più elevate).

Le leghe Al-Mg presentano una buona resistenza caldo ed hanno particolari doti di duttilità e lavorabilità.

Dal punto di vista fusorio, le leghe binarie Al-Mg mal si prestano a tale processo (maggiore ossidabilità e fragilità da ritiro). Per aumentare la colabilità a volte viene aggiunto silicio fino ad un massimo del 1% per non perdere in duttilità.

Zinco

Aumenta la resistenza e la durezza a scapito di minime caratteristiche meccaniche a caldo, e rende la lega (anche binaria) suscettibile di bonifica; in fonderia migliora la colabilità, ma di contro aumenta il coefficiente di ritiro. La lavorabilità all'utensile risulta assai buona.

Peggiora, invece, la resistenza a corrosione e la duttilità. Questi ed altri limiti fanno sì che lo zinco non venga mai aggiunto come unico legante, ma sia quasi sempre un componente delle leghe ternarie o anche più complesse, in talune di queste lo zinco conferisce doti di autotemperabilità.

Ferro

Presente di solito solo come impurezza, ha effetti deleteri sulla resistenza a corrosione, in quanto forma composti intermetallici estremamente catodici nei confronti della matrice di alluminio. Ciò ne limita fortemente l'impiego, nonostante effetti positivi quali: un aumento della resistenza meccanica ad elevata temperatura, un'azione affinante del grano ed una riduzione della fragilità di ritiro dei getti. Inoltre nelle leghe per pressofusione favorisce il distacco del getto dalla forma.

Manganese

Usato come elemento correttivo, esercita un'azione-tampone nei confronti del ferro, formando composti intermetallici complessi che ne limitano gli effetti negativi sulla resistenza a corrosione. Il suo impiego è limitato dal fatto che tali composti tendono a formare aggregati consistenti, tali da infragilire notevolmente la matrice di alluminio.

Cromo

Esplica un'azione simile a quella del manganese, anche se il suo utilizzo nella pratica è piuttosto limitato.

Nichel

Trova impiego nelle leghe espressamente per il sensibile miglioramento della resistenza a caldo.

Litio

Di recente utilizzo e quindi tuttora in via di sperimentazione; il composto intermetallico Al-Li sembra garantire ottime caratteristiche meccaniche.

Stagno

E' impiegato solo in leghe di impiego specifico: in particolare ove siano richieste proprietà antifrizione.

Titanio

Viene introdotto in lega, come correttivo, in percentuali limitate per la sua azione affinante del grano.

1.2 RICHIAMI DI TERMOFISICA

1.2.1 Meccanismi di trasmissione del calore

La forza motrice che governa il trasporto del calore è sempre la medesima indipendentemente dal meccanismo: la differenza (o più esattamente il gradiente) di temperatura [2]. La presenza di un gradiente di temperatura fra due corpi, o due superfici, infatti, implica che tali corpi, o superfici, si trovino in condizioni di non equilibrio termico, e che quindi si scambino calore per compensarlo. Esistono in tutto tre meccanismi fondamentali:

La conduzione

Consiste in un trasporto di energia a livello atomico-molecolare, in cui le particelle si scambiano tale energia sotto forma di vibrazioni e/o urti.

E' il meccanismo tipico della trasmissione del calore attraverso i solidi (omogenei o meno), ma è chiamato in causa anche nel caso di liquidi e gas [2].

Si definisce densità di flusso termico il vettore avente direzione parallela al gradiente di temperatura, verso opposto e modulo uguale alla potenza termica che attraversa l'unità di superficie isoterma: tale modulo risulta proporzionale al gradiente stesso e ad un coefficiente detto conduttività termica, che è una proprietà del materiale attraverso cui avviene lo scambio per conduzione. In formule:

$$\vec{q} = -k * gradT$$

nota come legge di Fourier.

Studiamo ora il fenomeno della conduzione attraverso un mezzo isotropo nel caso più generale. Consideriamo una porzione di volume racchiusa da una superficie isoterma, per la legge di conservazione dell'energia si ha:

$$Q_e - Q_u + Q_g = \Delta U$$

dove Q_e e Q_u sono le quantità di calore rispettivamente entranti e uscenti dal volume in oggetto, attraverso la superficie, Q_g l'energia generata al suo interno da fenomeni non legati allo scambio termico (ad esempio dissipazione di potenza elettrica per effetto Joule, o generazione di calore per combustione), e ΔU è la variazione di energia interna del sistema.

Per quanto detto prima, l'energia che attraversa la superficie è data da:

$$Q_e - Q_u = \int \int_S \vec{q} \cdot \vec{n} dS dt = \int \int_S -k \text{grad} T \cdot \vec{n} dS dt$$

Detto V il volume in questione, se q_g è la potenza termica generata per unità di volume:

$$Q_g = \int \int_V q_g dV dt$$

La variazione di energia interna è esprimibile come:

$$\Delta U = \int \int_V \rho * c * \frac{\partial T}{\partial t} dV dt$$

dove ρ è la densità del materiale, c è il suo calore specifico.

Sostituendo nell'equazione di conservazione dell'energia:

$$\int \int_S -k \text{grad} T dS dt + \int \int_V q_g dV dt = \int \int_V \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV dt$$

Applicando il teorema della divergenza al primo addendo del primo membro:

$$\int \int_V \text{div} k \text{grad} T dV dt + \int \int_V q_g dV dt = \int \int_V \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dV dt$$

Cioè:

$$\text{div} (k \text{grad} T) + q_g = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}$$

Quest'ultima, nota come equazione di Fourier, è una equazione differenziale in T del secondo ordine.

L'integrale generale è ottenibile utilizzando tecniche matematiche più o meno complesse a seconda della struttura esplicita del termine q_g e della geometria del sistema.

L'equazione generale di conducibilità termica può assumere le seguenti forme semplificate:

_A: conducibilità costante nel mezzo (k cost)

Questo è vero in pratica tutti i materiali, se l'intervallo di temperatura non è troppo esteso. L'equazione si semplifica in:

$$(k \nabla^2 T) + q_g = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}$$

_B: assenza di generazione interna di calore ($q_g=0$) e k costante

$$(k \nabla^2 T) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}$$

_C: regime stazionario ($d/dt=0$)

$$(k \nabla^2 T) + q_g = 0$$

_D: caso stazionario senza generazione interna di calore

$$(k \nabla^2 T) = 0$$

Quest'ultima, nota come equazione di Laplace, mostra che il campo di temperatura non è influenzato dalla particolare natura del mezzo, dal momento che non figura alcuna proprietà termofisica.

A partire da una di queste equazioni differenziali, imponendo le opportune condizioni iniziali e al contorno, è possibile determinare la distribuzione spaziotemporale di temperatura in un corpo, o l'entità dello scambio termico in atto.

Per condizioni iniziali si intendono i valori assunti dalla funzione (in questo caso la temperatura) in tutto il dominio spaziale al tempo $t=0$.

Le condizioni al contorno possono essere:

di tipo essenziale, ossia valore assegnato di temperatura (eventualmente secondo una legge temporale) sul contorno;

di tipo naturale, ossia valore assegnato (eventualmente dipendente dal tempo) del flusso di potenza termica entrante o uscente dal contorno.

Tale valore può essere espresso, se sul contorno sono coinvolti più meccanismi di scambio quali la convezione e/o l'irraggiamento, con la seguente:

$$kgradT(cont) = HTC * (T(cont) - T_e)$$

La convezione

Si ha quando al trasporto di energia attraverso un corpo, tipico della conduzione, a livello molecolare, si sovrappone un trasporto di energia interna, dovuto al fatto che le particelle elementari costituenti il mezzo sono dotate di moto relativo [2]. Se tale trasporto di materia è indotto dagli stessi meccanismi termocinetici (gradienti di temperatura) si parla di convezione naturale; se, invece è indotto da mezzi esterni, si parla di convezione forzata.

E' il meccanismo coinvolto nello scambio di calore fra un fluido in movimento e un solido, o fra due fluidi immiscibili. La formula che descrive il fenomeno in condizioni stazionarie è data da:

$$Q = H * S * (T_f - T_p)$$

in cui Q è la potenza termica scambiata, S è la superficie bagnata dal fluido, T_f e T_p le temperature del fluido e del solido (o più in generale dell'altro corpo) a

sufficiente distanza dalla superficie di contatto (cioè tale da non risentire del fenomeno di scambio termico); H è chiamato coefficiente di convezione, e dipende, oltre che dalla natura delle sostanze coinvolte, dallo stato di agitazione del fluido, dal tipo di convezione (naturale o forzata), dalla geometria e da tutte le particolari condizioni di impiego. H deve essere determinato caso per caso sulla base di ricerche teoriche o sperimentali condotte in precedenza per casi analoghi: tutte le condizioni del sistema sono rappresentate in opportuni coefficienti adimensionali reperibili sui manuali.

L'irraggiamento

L'irraggiamento consiste in uno scambio di energia fra due o più corpi sotto forma di onde elettromagnetiche. È un meccanismo di scambio sempre presente, in quanto non ha bisogno di un mezzo materiale per attuarsi (è l'unico meccanismo possibile in condizioni di vuoto spinto), ma la sua incidenza è rilevante solo per differenze di temperatura molto alte.

La legge alla base dell'irraggiamento è l'equazione di Stefan-Boltzmann [2]:

$$Q = \sigma * S * T^4$$

in cui Q è la potenza termica emessa dal corpo in questione, S la superficie irraggiante, T la temperatura assoluta del corpo stesso, σ è un coefficiente che vale $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$. Questa legge vale per un corpo nero: l'espressione va moltiplicata per un coefficiente $a < 1$ (dipendente anch'esso dalla temperatura) nel caso di corpi grigi.

Poiché la potenza emessa varia con la potenza quarta della temperatura assoluta, e poiché il coefficiente σ ha un valore molto basso, solitamente l'irraggiamento dà un contributo rilevante allo scambio termico solo se le differenze di temperatura fra i corpi interagenti dell'ordine dei 1000°C . Per questo, in fonderia, il contributo dell'irraggiamento è solitamente trascurato nello studio delle leghe bassofondenti,

quindi anche per quelle di alluminio. Non può essere al contrario trascurato nello studio delle leghe ferrose, o di rame ad alta purezza.

Coefficienti HTC

In una generica situazione di scambio termico fra due corpi, qualunque siano lo stato fisico o di aggregazione dei due, ed indipendentemente dai meccanismi coinvolti (conduzione, convezione o irraggiamento), si può esprimere la potenza termica scambiata Q nell'istante considerato attraverso la relazione [2]:

$$Q(t) = HTC(t) * S * (T(t)_1 - T_2(t))$$

dove S è la superficie dei corpi coinvolta nello scambio, T_1 e T_2 le temperature superficiali dei corpi stessi, HTC un coefficiente convenzionale, denominato coefficiente globale di scambio termico, il cui valore e la cui espressione dipende dai meccanismi di scambio e dalle proprietà dei materiali coinvolti. Tutti questi valori sono in generale funzione del tempo.

Ad esempio, nel caso di due superfici piane a temperature costanti T_1 e T_2 , separate da uno strato di materiale di conduttività k spesso l , applicando le leggi della conduzione HTC risulta uguale a k/l .

Nel caso lo strato, che separa i due corpi di temperatura T_1 e T_2 , dotati di coefficiente convettivo h_1 e h_2 (sono quindi coinvolti conduzione e convezione), il

$$\frac{1}{HTC} = \frac{1}{h_1} + \frac{s}{k} + \frac{1}{h_2}$$

valore di HTC (globale) è ricavabile dalla relazione:

Nel caso di irraggiamento, la legge di scambio termico fra due corpi neri può essere scritta nella forma generale se HTC vale:

$$\sigma \varepsilon (T_1^2 + T_2^2)(T_1 + T_2)$$

dove ε è il cosiddetto fattore di vista, che tiene conto di quanto e come le superfici irraggianti sono affacciate l'una verso l'altra (ciò permette di considerare, nell'espressione della potenza scambiata, la superficie di un solo corpo).

Le proprietà termofisiche

Conducibilità $k \left[\frac{W}{m^\circ K} \right]$

Il coefficiente di conducibilità sta ad indicare la maggiore o minore facilità con cui un determinato materiale consente il trasporto di energia per mezzo di urti a livello molecolare [2]: oltre che dalla natura del materiale, esso dipende dalla fase considerata, dalla struttura cristallina se si tratta di un solido, dalla temperatura e dalla pressione, dalla omogeneità o meno del materiale. In analogia con i fenomeni elettrici, un materiale è detto conduttore se ha una conducibilità elevata (tipicamente $k > 10 \text{ W/m}^\circ\text{K}$), isolante in caso contrario. Intuitivamente, a parità di differenza di temperatura, un materiale conduttore garantisce un flusso di potenza termica più consistente.

Riguardo ai materiali solidi, in generale, i metalli sono materiali conduttori, i ceramici e i polimeri sono isolanti. Nei metalli, infatti, in analogia a quanto avviene per i fenomeni elettrici, gli elettroni liberi sono il mezzo più efficace di trasmissione dell'energia, termica o elettrica; questa modalità si va a sommare a quella dovuta dalle onde prodotte dalle vibrazioni degli atomi attorno ai vertici del reticolo cristallino. Mancando questi, come nel caso dei dielettrici (ceramici e polimeri), tale fenomeno non si verifica.

In generale, la conducibilità nei solidi è maggiore che nei liquidi e nei gas (anche se questi ultimi due possono attuare il meccanismo di scambio convettivo).

Nei fluidi k in generale aumenta all'aumentare della temperatura, mentre nei solidi, isolanti e conduttori, il comportamento varia da caso a caso. Il motivo è dato dal fatto che nei fluidi le molecole sono libere di muoversi, e il trasporto di

calore è dato da veri e propri urti fra particelle, e non da vibrazioni: il maggiore disordine riduce l'efficacia del meccanismo, viceversa, però, l'aumento della temperatura favorisce l'agitazione del mezzo, aumentando la probabilità di urti efficaci.

Tra i materiali conduttori, eccellenti risultano i metalli nobili, e, a seguire, il rame e l'alluminio. Decisamente distanziate appaiono le leghe ferrose. Naturalmente, in campo industriale, i metalli nobili non sono sfruttabili a causa del costo elevato.

Si riporta un prospetto indicativo dei valori di conducibilità per vari tipi di materiali:

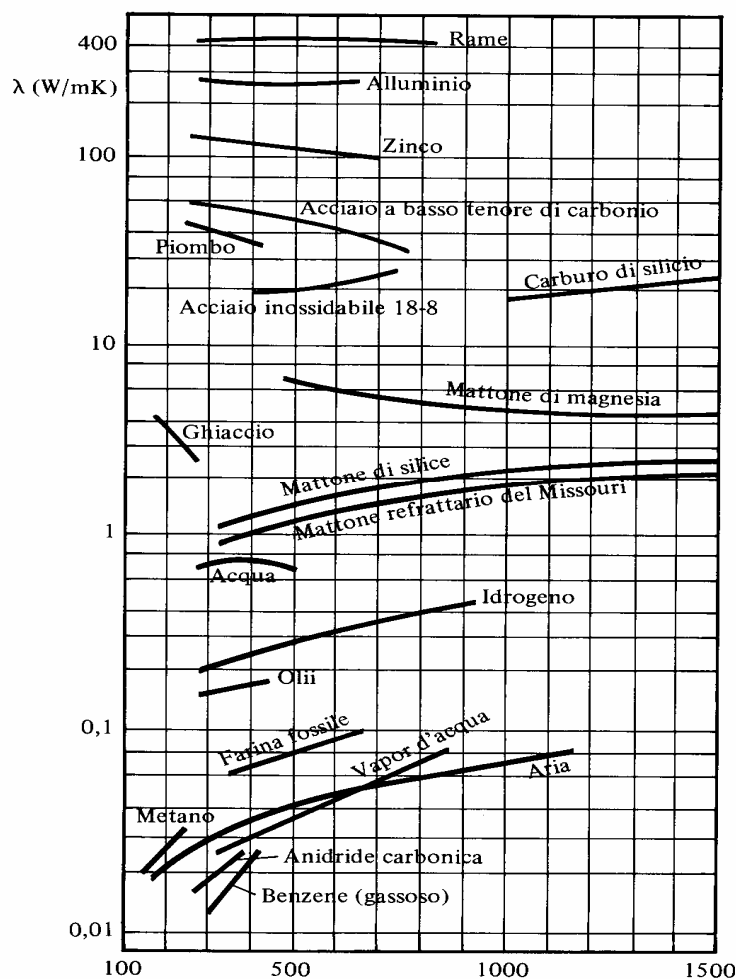


Fig.1.2: Variabilità con la temperatura della conducibilità termica di solidi, liquidi e gas.

Calore specifico $c \left[\frac{J}{Kg^{\circ}K} \right]$

Il calore specifico fornisce, insieme alla densità, una misura dell'inerzia termica di un materiale: della quantità di calore che un materiale può assorbire o cedere

senza che si verifichino consistenti variazioni di temperatura. Il suo contributo risulta decisamente importante, quindi, nei casi non stazionari.

D'ora in avanti, per inerzia termica si intenderà il prodotto $\rho \cdot c$.

A rigore, anche il calore specifico varia con la temperatura, anche se di solito lo si considera costante senza commettere errori gravi (almeno nei solidi). In generale, per tutti i materiali, aumenta all'aumentare della temperatura, secondo una legge polinomiale, i cui coefficienti vanno determinati sperimentalmente.

Diffusività $\alpha^2 \left[\frac{m^2}{s} \right]$

Se si risolve l'equazione di conducibilità nel caso non stazionario, si trova che il

$$T(x, y, z, t) = F(x, y, z) * e^{-\alpha^2 a^2 t}$$

transitorio del fronte di temperatura ha un'espressione del tipo:

dove a dipende dalle condizioni geometriche e dalle condizioni al contorno, ed ha le dimensioni dell'inverso di una lunghezza, mentre α^2 prende il nome di diffusività termica, la sua espressione è:

$$\alpha^2 = \frac{k}{\rho c} \quad (m^2 / s)$$

In analogia con i fenomeni di diffusione di natura chimica, la diffusività indica la velocità di avanzamento di un fronte di temperatura, e di conseguenza la durata di un transitorio. Il suo utilizzo come parametro per la valutazione delle prestazioni termotecniche di un materiale (ad esempio i raffreddatori usati in fonderia) può però generare confusione, in quanto la brevità di un transitorio termico non indica necessariamente elevate potenze scambiate.

Due materiali possono presentare diffusività paragonabili, ma caratteristiche completamente diverse: un isolante molto leggero, ad esempio, può avere la stessa diffusività di un conduttore, ma ciò non vuol dire che abbia la medesima capacità di trasporto di potenza termica, o di assorbire calore in fase di transitorio.

In altre parole, un raffreddatore dotato di diffusività elevata, non necessariamente garantisce prestazioni eccellenti.

Effusività termica $E \left[\frac{j}{m^2 \circ K s^{1/2}} \right]$

E' la proprietà che meglio caratterizza i raffreddatori usati in fonderia, ed in generale tutti i materiali che devono assorbire o fornire calore, ossia la capacità di scambiare calore in fase di transitorio. Un materiale, infatti, assorbe o cede potenza termica in misura più o meno consistente non soltanto in virtù del suo coefficiente di scambio termico, ma anche in funzione della sua capacità di mantenere a lungo lo squilibrio termico che abbiamo visto essere alla base dei meccanismi di scambio. Tale capacità è espressa dall'effusività termica E, data da:

$$E = \sqrt{\rho * c * k}$$

E si misura in $J/m^2 K s^{0.5}$. Fisicamente si vede come al mantenimento di uno squilibrio termico contribuiscono sia la conducibilità k (che fa sì che il calore assorbito non ristagni in prossimità della zona di scambio, o viceversa che il calore ceduto venga velocemente sostituito da nuovo) sia l'inerzia termica, che fa in modo che il calore scambiato non porti ad eccessive variazioni di temperatura. Naturalmente, tutto questo vale solo in fase di transitorio, in quanto a regime non si hanno variazioni di temperatura nel tempo.

Quanto l'effusività influisca sullo scambio termico lo si può vedere considerando un coefficiente di scambio termico equivalente HTC_{eq} :

$$\frac{1}{HTC_{eq}} = \frac{1}{HTC} + \left(\frac{\sqrt{t}}{E_1} + \frac{\sqrt{t}}{E_2} \right)$$

Si vede come, se l'effusività dei due corpi interagenti è alta, il secondo addendo del secondo membro si mantiene trascurabile per tempi più lunghi. Questa espressione dell' HTC equivalente consente, pur con una certa approssimazione, di determinare il flusso termico senza conoscere le variazioni di temperatura nei

corpi interagenti, mantenendo cioè nell'espressione della potenza scambiata i valori di T iniziali. L'effetto della variazione nel tempo della temperatura, infatti, risulta incorporato nell'espressione suddetta.

E' altrettanto evidente, comunque, che un coefficiente HTC basso (il cui valore è pressoché indipendente dalle effusività) pregiudica lo scambio termico anche tra due corpi dotati di eccellente effusività.

Riportiamo i valori di effusività per i più importanti materiali usati nelle forme di fonderia (motte e raffreddatori):

Ghisa	$E = 12748 \text{ J/m}^2\text{Ks}^{0.5}$
Acciaio	$E = 13402 \text{ J/m}^2\text{Ks}^{0.5}$
Alluminio	$E = 19820 \text{ J/m}^2\text{Ks}^{0.5}$
Rame	$E = 36464 \text{ J/m}^2\text{Ks}^{0.5}$
Sabbia silicea	$E = 2322 \text{ J/m}^2\text{Ks}^{0.5}$

L'effusività fornisce una misura della velocità di sottrazione o di assorbimento del calore, mentre la diffusività indica la velocità di raggiungimento della temperatura di regime.

Non si deve dimenticare, tuttavia, che è importante anche la quantità di calore che un materiale riesce a sottrarre o a cedere (con la velocità, e quindi la potenza indicata dall'effusività), e una misura di questo è data dall'inerzia termica.

Per gli stessi materiali:

Ghisa	$\rho c = 3607320 \text{ J/m}^3\text{K}$
Acciaio	$\rho c = 3454000 \text{ J/m}^3\text{K}$
Alluminio	$\rho c = 2572800 \text{ J/m}^3\text{K}$
Rame	$\rho c = 3447290 \text{ J/m}^3\text{K}$
Sabbia silicea	$\rho c = 2580000 \text{ J/m}^3\text{K}$

Quindi, a parità di volumi e di HTC, anche se un raffreddatore di alluminio consente uno scambio termico più efficiente di uno di ghisa, il calore che può sottrarre è minore, dunque sarà minore anche il suo raggio di influenza nel getto.

Il rame, in teoria, consente le prestazioni migliori, in entrambi i casi.

Come mostrato in precedenza, tuttavia, per affermare con certezza che un raffreddatore di un certo materiale garantisca prestazioni migliori di un altro, è indispensabile conoscere, almeno approssimativamente, anche il coefficiente HTC: potrebbe accadere, in una certa situazione, che un raffreddatore di rame possieda un coefficiente HTC basso, al punto che le sue proprietà termofisiche risultino ininfluenti. Viceversa, un raffreddatore in teoria caratterizzato da proprietà inferiori (ad esempio di ghisa, o di acciaio), potrebbe avere nelle particolari condizioni operative un coefficiente HTC sufficientemente alto da garantire un assorbimento di calore più efficiente.

Infine si nota come la sabbia delle motte, pur avendo una bassa effusività, presenti inerzia termica del tutto paragonabile a quella dei raffreddatori: il calore che essa è in grado di assorbire, anche se a velocità più basse, non è affatto trascurabile.

1.3 LA SOLIDIFICAZIONE DI UNA LEGA

1.3.1 Descrizione del fenomeno fisico

La teoria della solidificazione ha cominciato a giocare un ruolo importante poiché essa dà le basi per controllare la microstruttura e quindi anche per migliorare la qualità del metallo prodotto. Nello studio della solidificazione, si possono distinguere tre approcci a diversi livelli [8]:

1. Geometria macroscopica: simulazione dei processi di fonderia.
2. Morfologia del fronte di solidificazione intermedio: calcolo della stabilità
3. Crescita microscopica del cristallo, simulazione su scala atomica.

Si procede da una scala macroscopica (punto 1), sulla quale si ha un buon grado di conoscenza, fino agli aspetti più in particolare come possono essere quelli legati al fronte di solidificazione. Sul livello microscopico (punto 2) gli studi sono ancora in atto, mentre il punto tre, la scala nanoscopica, apre un campo nuovo che si sta sviluppando solo ora e che sarà di grande interesse negli anni futuri. In questo lavoro l'attenzione si concentra maggiormente sull'analisi microscopica del fronte di solidificazione.

Le principali caratteristiche del fronte di solidificazione nei metalli sono state descritte da molti autori: a basse velocità di avanzamento esso tende ad essere planare, con una configurazione di energia minima, ma se aumenta la velocità di solidificazione (ovvero ci si allontana maggiormente dalle condizioni di equilibrio), il fronte muta prima in strutture cellulari e poi in dendritiche. Nei metalli puri o quasi puri l'allontanamento dalle condizioni di equilibrio e il cambiamento del fronte di solidificazione sono associate al surriscaldamento del liquido. Il fronte diventa instabile in presenza del liquido surriscaldato e così è in grado di mutare se perturbato in un qualsiasi modo.

Il breakdown del fronte di solidificazione avviene prima se sono presenti elementi in soluzione sotto forma di impurità, o elementi di lega. La spiegazione di questo

effetto in termini di instabilità dell'interfaccia è dovuto sempre al sottoraffreddamento che aumenta nelle zone del liquido arricchite di soluto, ed è davanti al fronte di solidificazione, che si trova al di sotto della sua temperatura di liquidus.

La solidificazione dendritica è la forma usuale di crescita in soluzioni fuse o sostanze pure, quando la sovrasaturazione o il surriscaldamento sono davanti all'interfaccia solido-liquido che si sta accrescendo. Mentre avviene la crescita dendritica in un metallo, il calore latente di fusione viene trasferito attraverso l'interfaccia mobile nel fronte di solidificazione. Questo trasporto interno di calore modifica il campo di temperatura attorno alla dendrite che cresce, perciò le cinetiche di trasformazione sono regolate dal gradiente termico.

La presenza del gradiente di temperatura è la responsabile del flusso di calore per conduzione, tale gradiente genera una forza di galleggiamento che induce flussi convettivi che influenzano negativamente la crescita.

In generale, la solidificazione è un processo che avviene in due stadi [9]:

1. enucleazione
2. accrescimento

1.3.2 CINETICA DI NUCLEAZIONE

I liquidi hanno la proprietà di assumere la forma del contenitore in cui si trovano, hanno ovvero una disposizione atomica casuale, detta anche ordine a corto raggio, mentre i solidi hanno un reticolo rigido e fisso di atomi, quindi per formare la fase solida, da quella liquida, è necessario un riarrangiamento atomico. La trasformazione da atomi liquidi a solidi avrà luogo solamente quando la driving force necessaria alla solidificazione sarà maggiore di quella che trasforma atomi della fase solida in atomi della fase liquida [8].

La driving force della nucleazione è la variazione di energia libera che è funzione della temperatura, quindi, la formazione di nuclei stabili dipende dall'energia libera legata al processo di formazione [9]. La cessione di calore all'esterno, che

causa una variazione della temperatura del liquido, provoca una variazione di energia libera necessaria ad innescare il processo di nucleazione.

Il sottoraffreddamento è definito come la differenza fra la temperatura di equilibrio e quella a cui inizia effettivamente la solidificazione del liquido e a volte è espresso anche adimensionalizzato come grado di sottoraffreddamento:

$$\Delta = T_m - T_i \quad (1)$$

dove T_m è la temperatura di fusione del liquido e T_i la temperatura a cui si trova effettivamente con $T_i < T_m$.

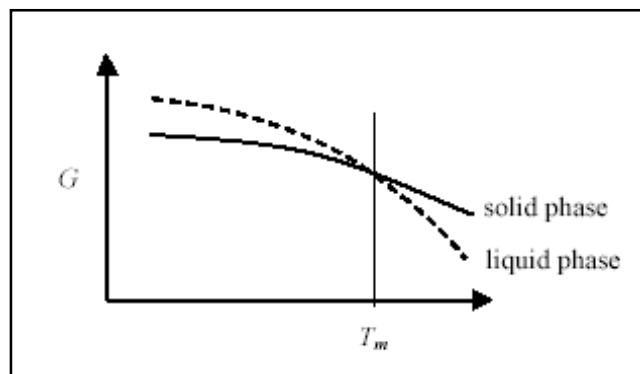


Fig 1.3: La driving force della solidificazione: dipendenza del cambiamento di fase dall'energia libera.

Quando si forma nel liquido il primo nucleo di raggio “r”, si sviluppa una differenza di pressione tra il solido e il liquido, questo provoca un allontanamento della temperatura dal valore di equilibrio. Matematicamente si può scrivere:

$$r = \frac{2\gamma}{\Delta \Delta s_f} \quad (2)$$

dove γ è l'energia superficiale tra le superfici solido e liquida e Δs_f è l'entropia di fusione per unità di volume.

La nucleazione di un cristallo consiste in due processi principali:

1. creazione di un'interfaccia tra solido e liquido a cui è associata un'energia ΔG_i di interfaccia;
2. creazione di un embrione a cui è associata un'energia libera ΔG_v funzione del volume del nucleo che si forma.

L'equazione (2) è l'espressione del valore critico del raggio a cui si deve arrivare perché il nucleo sia stabile, altrimenti l'embrione appena formato torna a sciogliersi nel liquido.

La variazione di energia totale è data dalla somma dei due contributi:

$$\Delta G = \Delta G_i + \Delta G_v = \gamma A + \Delta g V = 4\gamma\pi r^2 + \Delta G_v \frac{4}{3}\pi r^3 \quad (3)$$

ΔG è la variazione totale di energia libera

ΔG_v è la variazione di energia libera di volume

ΔG_i è la variazione di energia libera di superficie

Δg è la variazione rapportata al volume, di energia libera di volume

Si deve sottolineare che, in generale, la variazione di energia libera esprime anche la possibilità termodinamica che un processo avvenga o meno:

$\Delta G < 0$ il processo avviene spontaneamente;

$\Delta G = 0$ il sistema è in equilibrio;

$\Delta G > 0$ il processo in esame non può essere innescato, ma può aver luogo il processo inverso.

Tornando al caso della nucleazione, l'energia libera può essere scritta anche come $\Delta G_v = -\Delta S_f \Delta$ ed è l'energia libera connessa alla formazione del nucleo. Quindi sostituendola nella precedente :

$$G = \gamma 4\pi r^2 - \Delta S_f \Delta \frac{4}{3}\pi r^3 \quad (4)$$

Questa espressione mostra la naturale competizione tra il termine dell'energia interfacciale, sfavorevole alla nucleazione perché l'esistenza di un interfaccia e la sua relativa energia tendono ad innalzare il livello energetico del sistema, ed il termine dell'energia correlata al volume che invece è favorevole alla nucleazione.

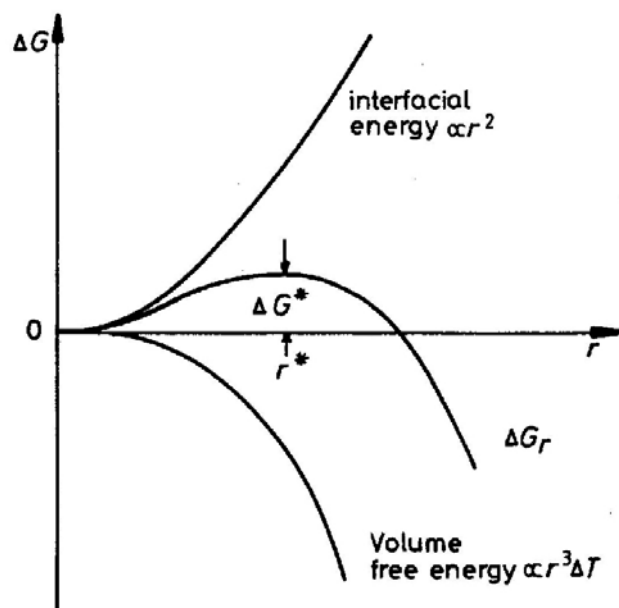


Fig. 1.4 : Andamenti dell'en. libera di volume, di superficie e andamento dell'en. libera totale risultante in funzione del raggio di nucleazione. Il punto a derivata nulla rappresenta il raggio critico di nucleazione.

Si nota dal grafico di Fig 1.4 come esista un valore del raggio r (raggio critico) al di sopra del quale un accrescimento comporta una diminuzione della variazione di energia libera (processo favorito); viceversa, per raggi inferiori, il processo risulta sfavorito, e la solidificazione non prosegue. Il valore del raggio critico si ricava eguagliando a zero la derivata dell'espressione dell'energia libera:

$$\frac{\partial(\Delta G)}{\partial r} = 0 \Rightarrow r_c = \frac{2\gamma}{\Delta g} = \frac{2\gamma T_{Fusione}}{L\Delta T} \propto \frac{1}{\Delta T}$$

Con ΔT sottoraffreddamento

Ad elevati sottoraffreddamenti i nuclei stabili hanno dimensioni minori, e di conseguenza sono presenti in maggior numero. Viceversa, per sottoraffreddamenti prossimi allo zero, le condizioni di stabilità dei nuclei non vengono praticamente mai raggiunte a causa della necessità di avere un raggio critico troppo grande.

Da quanto detto si evince che le condizioni di nucleazione omogenea sono realizzabili esclusivamente in ambienti molto controllati e a fronte di enormi spese, non fornendo peraltro nessun vantaggio industriale, se non in campi di

applicazione molto spinti. La pratica industriale di tutti i giorni vede la nucleazione eterogenea come meccanismo di germinazione reale.

La presenza di fasi diverse dal liquido durante la solidificazione ha un'influenza determinante. L'energia libera di interfaccia solido liquido γ diviene funzione dell'angolo θ di Fig. 1.5 e l'energia di nucleazione eterogenea assume la forma seguente:

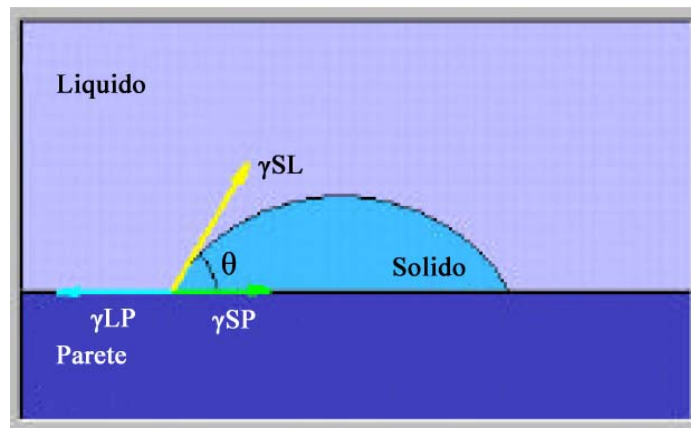


Fig. 1.5 La variazione dell'energia di interfaccia solido liquido in presenza di una fase eterogenea

$$\Delta G_{eterogenea} = \Delta G_{omogenea} \frac{(2 + \cos \theta)(1 - \cos \theta)^2}{4}$$

Per cui se:

$\theta = 0 \Rightarrow \Delta G_{eterogenea} = 0$ e la nucleazione può praticamente iniziare senza alcun sottoraffreddamento

$\theta = 180 \Rightarrow \Delta G_{eterogenea} = \Delta G_{omogenea}$

Ovviamente il caso reale sarà intermedio fra i due estremi presentati. Dall'equazione sopra esposta si comprende anche il motivo per cui si introducono inoculanti (Ti, B) nel fuso. Introducendo particelle finemente disperse di un elemento caratterizzato da un angolo θ favorevole, viene favorita una robusta nucleazione eterogenea, quindi numerosi centri di nucleazione quindi contenimento delle dimensioni finali del grano cristallino.

Il primo nucleo che si forma, è in un liquido che ha un certo grado di sottoraffreddamento, più aumenta il sottoraffreddamento più nuclei si formano e si

verifica lo stesso anche durante la loro crescita. Questo perché la velocità di crescita è proporzionale al sottoraffreddamento. La formazione dei nuclei aumenta mentre si libera il calore latente dal liquido.

Se il calore generato all'interno del sistema è maggiore dello scambio di calore con l'esterno, la temperatura del sistema aumenta con una conseguente diminuzione del sottoraffreddamento: questo fenomeno è chiamato recalescenza. La nucleazione si ferma a questo punto perché il sottoraffreddamento si è ridotto e ora la solidificazione procede con la crescita controllata dei grani.

In breve sia la velocità di nucleazione che quella di accrescimento aumentano proporzionalmente al sottoraffreddamento. Il crescente numero di embrioni collidono l'uno con l'altro e la velocità di nucleazione va a zero, si innesca a questo punto l'accrescimento.

1.3.3 Crescita dei grani

Dopo la nucleazione si sono formati un certo numero di nuclei che incominciano a crescere. In base alla posizione dei nuclei, ovvero vicino alle pareti dello stampo o nel fuso, e in base al tipo di liquido (metallo puro o lega), la crescita può assumere una forma colonnare, dendritica o equiassica [8].

La crescita di ciascuna di queste differenti morfologie richiede un avanzamento dell'interfaccia. Qualunque interfaccia è soggetta a disturbi, come la fluttuazione di temperatura. Un'interfaccia stabile si distingue da una instabile dalla risposta dell'interfaccia a questi disturbi. Nel caso in cui la perturbazione causi una piccola discontinuità di forma all'interfaccia, l'interfaccia instabile è quella in cui avviene un'ulteriore crescita della discontinuità; l'interfaccia stabile invece la elimina.

La crescita di metalli puri o di leghe è differente, ma può comunque essere spiegata in termini di instabilità dell'interfaccia.

1.3.3.1 Crescita nei metalli puri

Le sostanze pure e le miscele eutettiche solidificano ad una temperatura discreta e la velocità di raffreddamento è determinata in generale dalla velocità dello scambio di calore perpendicolarmente all'interfaccia solido-liquida. In assenza di surriscaldamento nel liquido e per la differenza di densità tra le due fasi, liquida e solida, durante la solidificazione il calore viene scambiato solo per conduzione [9]. La solidificazione può iniziare sia vicino al bordo dello stampo, dove avviene la cessione di calore, come nelle pareti dello stampo, sia nel cuore del liquido. Le caratteristiche della crescita per questi due casi sono diverse. Vicino alle pareti la stabilità dell'interfaccia per la solidificazione dipende solo dalla direzione del flusso di calore. Per tale interfaccia, la direzione del flusso di calore va dal liquido all'interfaccia, alla parete dello stampo e poi fuori. Questo porta ad una solidificazione direzionale.

Al centro del liquido si verifica, invece, la crescita equiassica dendritica. In questo caso, il calore fluisce dalla nascente fase solida verso il liquido fuso perché la fase solida che sta crescendo è attorniata dal liquido che si trova alla stessa temperatura. In ogni caso per la crescita colonnare o equiassica in un metallo puro è essenziale la presenza di un certo sottoraffreddamento davanti l'interfaccia

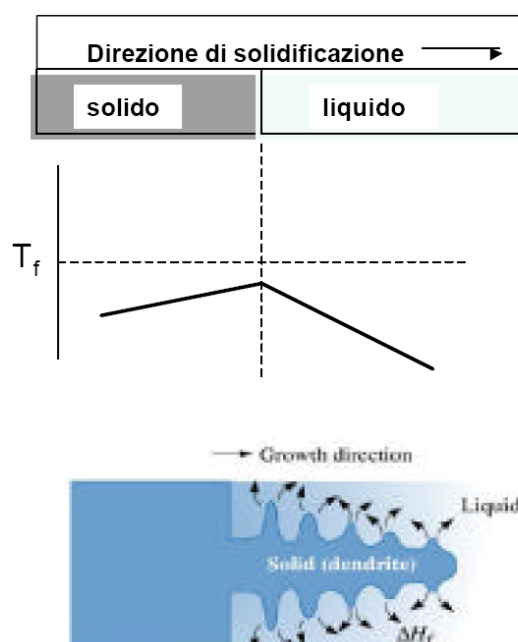


Fig. 1.6: L'accrescimento planare

Accrescimento Planare: nel liquido il gradiente di temperatura è positivo come nel solido (sottraggo calore cioè solo dall'estremo del solido. Solo una parte del liquido davanti all'interfaccia è sufficientemente sottoraffreddata (Fig. 1.6)

Accrescimento Dendritico: il gradiente di temperatura nel liquido è negativo. Tutto il liquido davanti all'interfaccia è sottoraffreddato [9].

In tali condizioni di sottrazione di calore, una piccola protuberanza dal fronte solido si trova condizioni favorevoli per avanzare rapidamente attraverso il liquido, formando una struttura allungata e ramificata chiamata dendrite. Il meccanismo esatto che sta alla base dell'accrescimento dendritico non è stato ancora del tutto chiarito, tuttavia è riconosciuto che la forma della dendrite, lunga e sottile, favorisce la dispersione del calore latente di fusione (in analogia ad un'aletta) nel liquido sottoraffreddato, che si riscalda fino alla T di fusione: il sistema, quindi, reagisce ad una alta velocità di raffreddamento imposta mettendo in atto una strategia (l'accrescimento dendritico) che permetta di attuarla. Più elevata è questa velocità, maggiore sarà la tendenza della dendrite a ramificarsi.

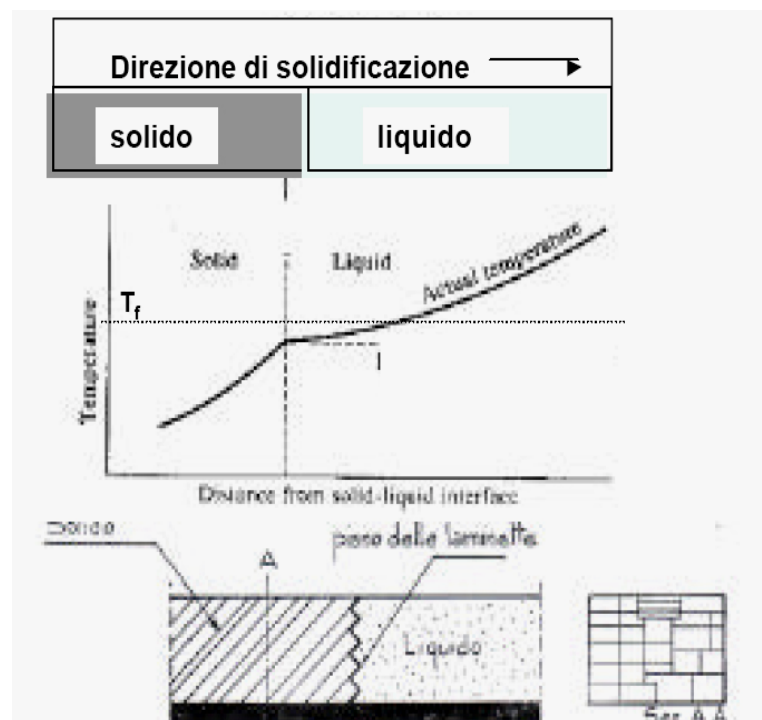


Fig. 1.7. l'accrescimento dendritico

1.3.3.2 Crescita nelle leghe metalliche

Durante la solidificazione di leghe binarie o multicomponente, i fenomeni fisici sono più complicati rispetto al caso della solidificazione di sostanze pure [8]. A differenza di sostanze pure o eutettiche, la trasformazione di fase ha luogo in un intervallo di temperatura e non ad un'unica temperatura. In altre parole le fasi liquida e solida possono coesistere in equilibrio a varie temperature che dipendono dalla composizione della lega (i punti di equilibrio vengono individuati dai diagrammi di fase).

Nella maggior parte dei sistemi, la solubilità dei componenti chimici è diversa in base alla fase, liquida o solida, e in base alla temperatura. Quindi durante il cambiamento di fase, una specie chimica può essere incorporata o fatta precipitare sul fronte di solidificazione. Il fronte di solidificazione non è sempre regolare e, nella maggior parte dei casi pratici, sviluppa la crescita di un gran numero di strutture microscopiche complicate. Ci sono tre tipi di morfologia: planare, cellulare e dendritica. Esse dipendono dal gradiente di temperatura e dalla segregazione degli elementi di soluzione.

Ad esempio, la crescita delle dendriti è influenzata da un gradiente termico fortemente orientato e dall'espulsione del soluto. Il sottoraffreddamento non è solo termico ma anche costituzionale. In altre parole nella solidificazione delle leghe si ha un problema di doppia diffusione, di temperatura e di soluto.

Nel caso di solidificazione di una lega acquisisce una grossa importanza il fenomeno del Sottoraffreddamento Costituzionale. Per comprendere tale fenomeno rifacciamoci alla Fig. 1.8.

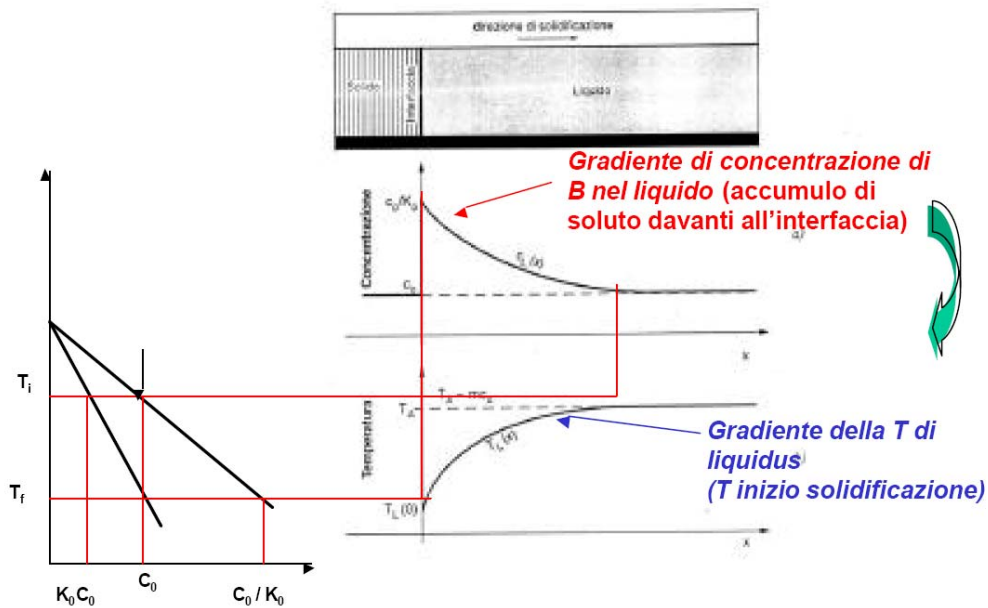


Fig. 1.8 L'effetto della segregazione del soluto nel liquido sulla temperatura all'interfaccia solido liquido

A causa della segregazione del soluto nel liquido avrò un gradiente di concentrazione dello stesso a partire dall'interfaccia solido liquido.

Come è possibile vedere dal diagramma di stato a sinistra nell'immagine di Fig. 1.8 tale gradiente di concentrazione causa un gradiente di temperatura. Di fatto, ad un punto a distanza x dal fronte di solido avrò una lega a concentrazione maggiore che nel punto $x-1$. La lega al punto x avrà quindi una temperatura di liquidus maggiore che la lega al punto $x-1$. Iterando questo ragionamento per tutti i punti interessati posso capire il fenomeno.

Ora, sovrapponendo alla curva "Gradiente della T di Liquidus" di Fig. 1.8 la linea relativa all'effettivo andamento della temperatura (funzione esclusivamente delle reali condizioni di sottrazione del calore) è possibile che quest'ultima intersechi la prima: è possibile cioè che il liquido si trovi ad una temperatura inferiore a quella di liquidus (Fig. 1.9) cioè che sia sottoraffreddata. Si definisce tale fenomeno Sottoraffreddamento Costituzionale.

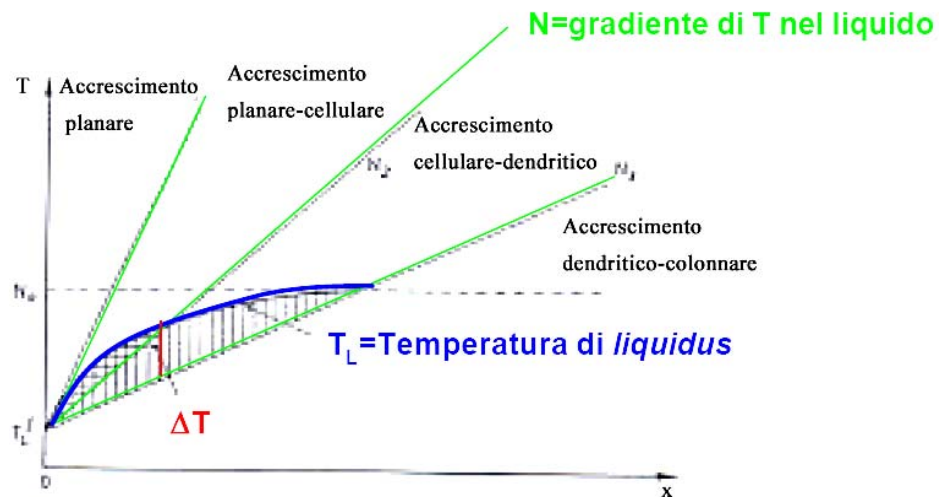


Fig. 1.9: Sottoraffreddamento costituzionale e vari tipi di accrescimento in funzione del gradiente di temperatura imposto dalle condizioni di asportazione del calore.

In funzione del gradiente di temperatura imposto dalle condizioni di asportazione del calore si possono avere diversi tipi di accrescimento del fronte di solidificazione: Planare, Cellulare, Dendritico (Fig. 1.10).

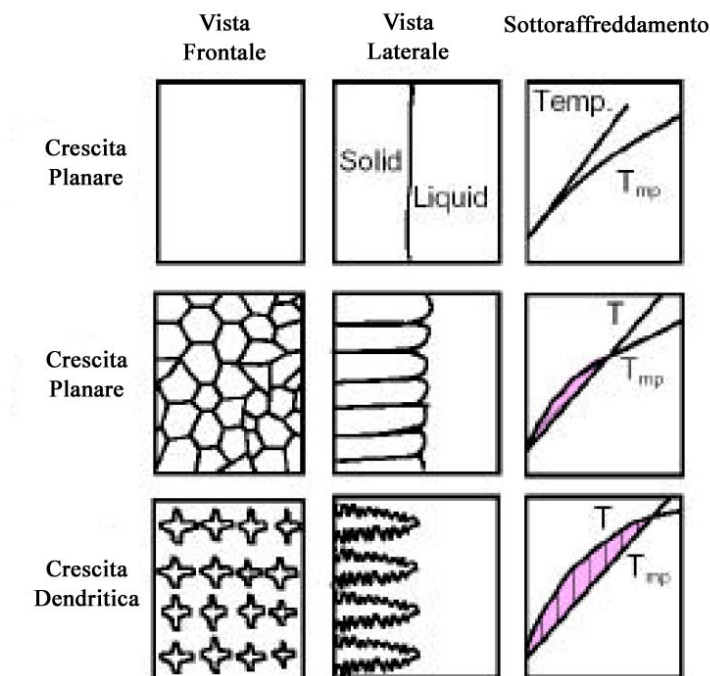


Fig. 1.10: I tipi di accrescimento

1.3.4 Transizioni della morfologia di solidificazione

La struttura dei grani nei processi di pressocolata non è uguale in tutto il pezzo che solidifica, ma si possono riconoscere tre zone come illustra la figura 1.11 [4]:

1. La parte più esterna a contatto con lo stampo presenta una struttura con grani molto fini, che nucleano eterogeneamente sulla superficie dello stampo con orientazione casuale. La struttura fine dei grani è dovuta al fatto che per il forte sottoraffreddamento iniziale si forma un grande numero di nuclei; l'alta densità di nuclei non rende possibile l'accrescimento. Questa zona è chiamata zona equiassica estrema.
2. La seconda zona è chiamata colonnare, e si sviluppa dalla zona equiassica estrema quando i grani seguono delle direzioni preferenziali di crescita (in molte leghe metalliche spesso è la direzione $\langle 100 \rangle$) a causa dell'influenza del gradiente di temperatura governato dal flusso di calore all'interno della massa fusa [5].
3. Avviene la transizione da microstruttura colonnare a microstruttura equiassica (CET): i grani equiassici, che nucleano nella massa del liquido, bloccano la crescita dei grani colonnari che non si possono estendere oltre. La zona equiassica come la prima ha nuclei orientati casualmente.

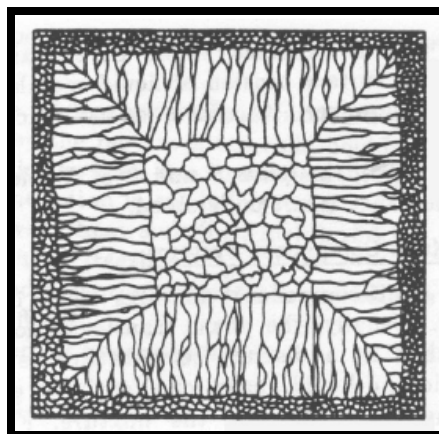


Fig 1.11: mostra le tre diverse zone che si distinguono per la microstruttura all'interno del lingotto.

La prima transizione da zona equiassica estrema a zona colonnare si spiega in termine di effetti anisotropici di crescita: ogni grano, che ha la sua direzione $\langle 100 \rangle$, meglio allineata con il gradiente di temperatura sorpassa quelli che hanno un'orientazione meno favorevole; il meccanismo è chiamato di selezione ed è spiegato in seguito. Tale transizione dipende dal gradiente termico come viene mostrato in figura 1.12: il gradiente è maggiore vicino allo stampo perchè è a contatto con l'esterno, ma è maggiormente orientato nella zona colonnare per la differenza di temperatura che si crea tra la superficie e il cuore del pezzo.

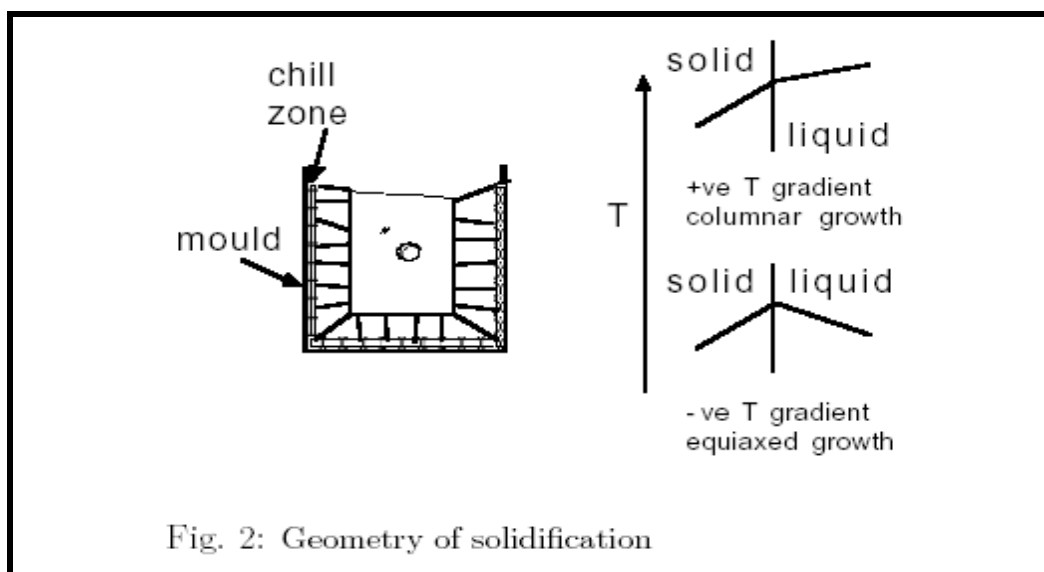


Fig 1.12: mostra la transizione da zona equiassica estrema a zona colonnare e i profili di temperatura nella fase solida e liquida adiacenti all'interfaccia.

La transizione da zona colonnare a zona equiassica viene presentata in seguito poichè sono stati proposti modelli per stabilire le condizioni alle quali avviene; infatti durante il CET (columnar-to-equiaxed transition) si possono formare molti difetti come inclusioni di impurezze e segregazioni che peggiorano le caratteristiche meccaniche del pezzo.

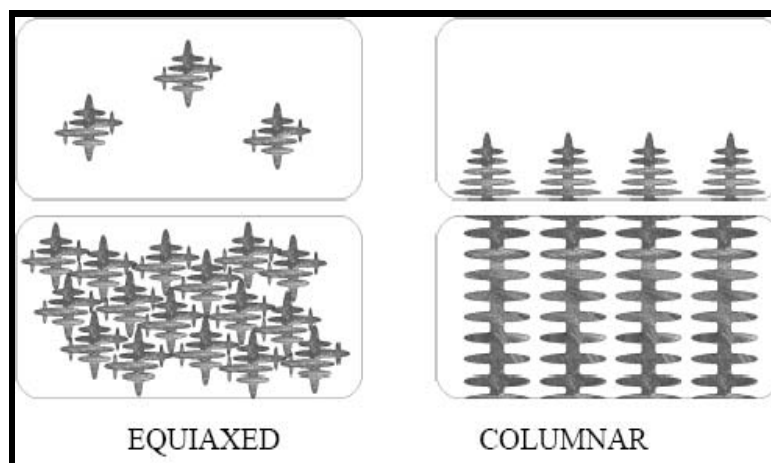


Fig 1.13: mostra dendriti equiassiche e colonnari.

1.3.5 Segregazione di soluto

La segregazione di soluto nelle leghe è una delle principali cause della crescita della morfologia dendritica. Si definisca un coefficiente k che consideri le composizioni della fase solida in equilibrio con il liquido C^{SL} e della fase liquida in equilibrio con il solido C^{LS} [7]:

$$k = \frac{C^{SL}}{C^{LS}} \quad (5)$$

Sotto le condizioni di equilibrio le composizioni del liquido e del solido a tutti gli stadi di solidificazione sono ottenute dalle linee del diagramma di fase, e le proporzioni delle concentrazioni vengono calcolate ad ogni temperatura attraverso la regola della leva. In pratica, l'equilibrio è mantenuto solo all'interfaccia dove le composizioni concordano con il diagramma.

Il soluto segrega nel liquido davanti al fronte di solidificazione e questo provoca un cambiamento di temperatura del liquido. Si crea un gradiente positivo di temperatura nel liquido che origina una zona molto sottoraffreddata davanti all'interfaccia. Questo è chiamato sottoraffreddamento costituzionale perché è provocato da una variazione di composizione. Una piccola perturbazione sull'interfaccia si espande nel liquido sottoraffreddato dando origine alle dendriti.

Il sottoraffreddamento nel liquido ha luogo solo se il gradiente di temperatura del liquidus all'interfaccia è maggiore del gradiente termico:

$$\left. \frac{\partial T_L}{\partial x} \right|_{x=0} > \frac{\partial T}{\partial x} \quad \text{e} \quad m \left. \frac{\partial C_L}{\partial x} \right|_{x=0} > \frac{\partial T}{\partial x} \quad (6)$$

dove m è l'inclinazione della linea del liquidus nel diagramma di fase è:

$$\left. \frac{\partial C_L}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{C^{LS} - C^{SL}}{D/V} \quad (7)$$

Quindi il minimo gradiente termico richiesto per un fronte stabile di solidificazione è:

$$\frac{\partial T}{\partial x} < \frac{mC_0(1-k)V}{kD} \quad (8)$$

dove C_0 è la concentrazione media.

Per maggiore chiarezza si può fare riferimento alla figura 1 da cui si può capire in che modo si determinano C^{SL} e C^{LS} e come variano la temperatura e la concentrazione se ci si allontana dall'interfaccia.

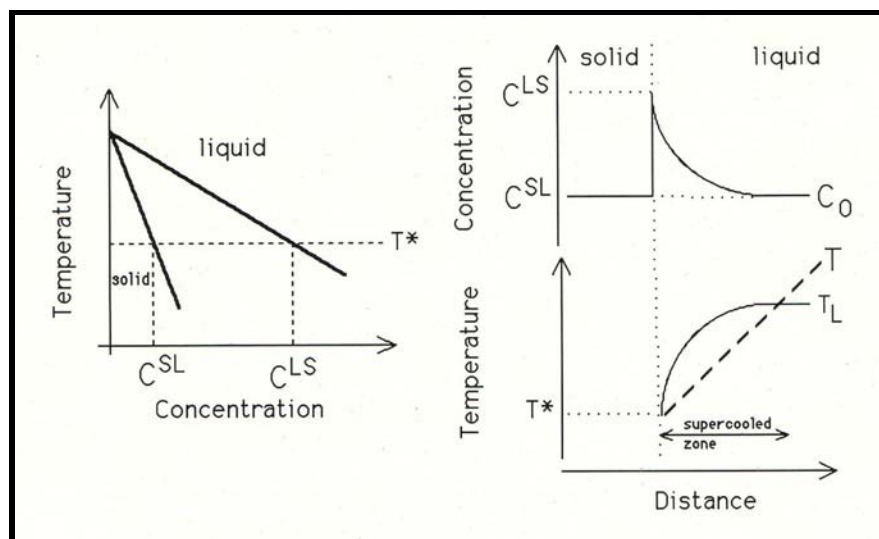


Fig 1.14: diagramma di fase binario e dipendenza della temperatura e della concentrazione dalla distanza dall'interfaccia.

Per fare un esempio, si prenda in esame un caso con $k < 1$, ovvero il soluto B è bassofondente rispetto ad A. In generale k varia con la composizione, ma se si

assume che la concentrazione di B nel liquido sia bassa, le linee di solidus e liquidus diventano delle semirette per cui k risulta essere uguale ad una costante k_0 . Per una migliore comprensione si faccia riferimento alla figura 1.15:

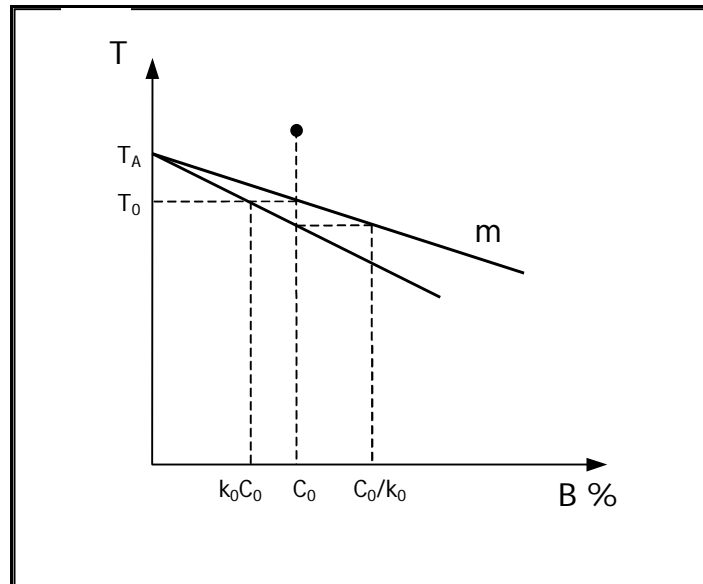


Fig 1.15: diagramma di fase binario di una lega con completa miscibilità allo stato solido.

La solidificazione inizia ad una temperatura T_0 , per la quale $C^L = C_0$, con la formazione di nuclei aventi composizione $C^S = k_0 C_0$. Essi contengono meno soluto del liquido di partenza, (k è minore di 1), che si arricchisce di B mentre la solidificazione avanza. L'arricchimento in B della zona liquida davanti all'interfaccia alla generica distanza x si traduce come visto in una diminuzione della temperatura del liquidus $T_L(x)$ secondo una dipendenza lineare dalla concentrazione:

$$T_L(x) = T_A - mC_L(x) \quad (9)$$

dove T_A è la temperatura di solidificazione del componente puro A.

1.4 L'ESTRAZIONE DI CALORE

Il contenuto energetico di un sistema è descritto dalla grandezza entalpia, la quale nel caso vi sia un cambiamento di fase può essere scritta secondo la [2.1]

$$h(T) = \int_0^T c_p dT + L_F [1 - f_s(T)] \quad [2.1]$$

dove c_p è il calore specifico a pressione costante, L_F è il calore latente di fusione del metallo ed $f_s(T)$ è la frazione di solido, che è funzione della temperatura [9] [10]. Il flusso termico verso l'esterno modifica il contenuto energetico del sistema liquido-solido in due modi:

a) C'è una diminuzione del contenuto entalpico a seguito del raffreddamento $\Delta H = \int c dT$, corrispondente al primo termine della parte di destra della [2.1];

b) L'entalpia cala anche in seguito al cambiamento di fase, durante il quale avviene il rilascio del calore latente di solidificazione L_F .

Facendo un bilancio del flusso termico verso l'esterno, la [2.1] può essere riscritta in termini di potenze termiche:

$$q_e \left(\frac{A'}{v} \right) = -c \frac{dT}{dt} + L_f \left(\frac{df_s}{dt} \right) \quad [2.2]$$

dove q_e è il calore estratto in un certo intervallo di tempo e A'/v è il rapporto superficie-volume del getto. Dalla [2.2] si ottiene:

$$\dot{T} = \frac{dT}{dt} = -q_e \left(\frac{A'}{vc} \right) + \left(\frac{df_s}{dt} \right) \left(\frac{L_f}{c} \right) \quad [2.3]$$

dove \dot{T} è appunto la velocità di raffreddamento. Il primo termine della parte destra dell'equazione esprime l'effetto della geometria del getto sull'estrazione di calore sensibile mentre il secondo prende in considerazione la continua evoluzione del calore latente durante la solidificazione. Per una lega la frazione di solido è una funzione della temperatura, così si può scrivere

$$\frac{df_s}{dt} = \left(\frac{dT}{dt}\right) \left(\frac{df_s}{dT}\right) \quad [2.4]$$

Sostituendo la [2.4] nella [2.3] si ottiene

$$\dot{T} = \frac{-q_e \left(\frac{A'}{vc}\right)}{1 - \left(\frac{L_f}{c}\right) \left(\frac{df_s}{dT}\right)} \quad [2.5]$$

La [2.5] mette in evidenza il fatto che se la derivata della frazione di solido rispetto alla temperatura è negativa, come avviene durante la solidificazione, all'aumentare del valore assoluto di f_s la velocità di raffreddamento diminuisce.

Vi sono fondamentalmente due modi differenti di estrazione del calore da un getto:

- a) il primo prevede un flusso termico fisso, ottenuto muovendo il getto ad una velocità costante lungo un profilo di temperature imposto dal forno. In tal modo si possono controllare in modo separato la velocità di solidificazione ed il gradiente di temperatura. Se la velocità del crogiolo non è troppo elevata, sia la solidificazione che il flusso di calore sono unidirezionali. Tale processo risulta però molto lento e di conseguenza costoso. Viene utilizzato solo in ambito di ricerca;
- b) il secondo prevede l'estrazione di calore attraverso una parete fissa; in questo caso si ha un flusso di calore parallelo alla direzione di solidificazione, ma con verso opposto. Il flusso termico diminuisce nel tempo con l'avanzare della solidificazione.

Questo secondo tipo di estrazione del calore è identificabile con ciò che avviene in una porzione di un getto, dove la solidificazione avanza dalla parete verso l'interno (fig. 1.16).

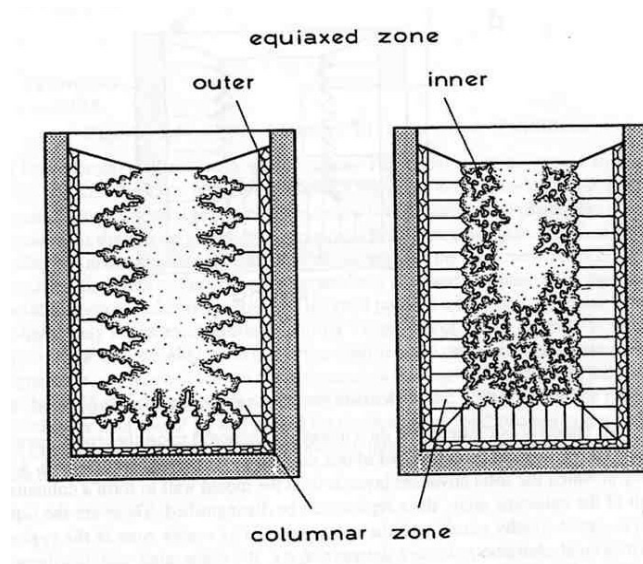


Fig. 1.16: solidificazione in un getto di forma prismatica

1.4.1 Effetti di capillarità

Quando all'interno di un sistema si creano due fasi differenti, è necessario un eccesso di energia superficiale formare un'interfaccia di area A tra le due [9]. Le parti del sistema che possiedono un rapporto A/v elevato, dove v è il volume, si trovano in una configurazione maggiormente instabile a causa del maggior quantitativo di energia presente nel sistema. Per questo la superficie di interfaccia assume una certa curvatura, la quale va ad influire sulla temperatura di equilibrio tra le due fasi, secondo la relazione $\Delta T_r = K\Gamma$, dove ΔT_r è la variazione nella temperatura di equilibrio, Γ è il coefficiente di Gibbs-Thomson e K è la curvatura dell'interfaccia, la quale può essere espressa come

$$K = \frac{dA}{dv} = \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \quad [2.6]$$

dove r_1 e r_2 sono i due principali raggi di curvatura.

Il coefficiente di Gibbs-Thomson è dato da

$$\Gamma = \frac{\sigma}{\Delta s_f} \quad [2.7]$$

dove è l'energia all'interfaccia solido-liquido mentre Δs_f è la variazione di entropia di fusione per unità di volume, ossia il rapporto tra calore latente e temperatura costante alla quale avviene la trasformazione di fase.

1.4.2 Ridistribuzione del soluto nel metallo

Durante il processo di solidificazione si assiste ad un cambiamento nella composizione del metallo a livello locale, dovuto al mantenimento dell'equilibrio chimico tra fase liquida e fase solida. L'equilibrio esistente nel metallo può essere descritto dal coefficiente di distribuzione [9]

$$k = \left(\frac{C_s}{C_l} \right)_{T,P} \quad [2.8]$$

dove C_s e C_l sono le concentrazioni di soluto nella fase liquida e nella fase solida.

Altri due parametri molto importanti per una lega sono:

a) la differenza di concentrazione tra fase liquida e solida alla temperatura del *solidus*

$$\Delta C_0 = \frac{C_0(1-k)}{k} \quad [2.9]$$

dove C_0 è la concentrazione iniziale di soluto;

b) l'intervallo tra la temperatura di *liquidus* e di *solidus*

$$\Delta T_0 = -m\Delta C_0 \quad [2.10]$$

dove m è la pendenza della curva del liquidus sul diagramma di stato. In alcune trattazioni questa viene approssimata con una retta e m considerato costante, il che però viola la condizione di equilibrio del potenziale chimico ma rende i calcoli più agevoli. Un modo meno approssimato per affrontare il problema è considerare m variabile in modo tale che il prodotto $(k-1)m$ sia sempre positivo.

1.4.3 Trasferimento di atomi all'interfaccia liquido-solido

Il cambiamento di fase di una lega necessita di un flusso di calore dal sistema verso l'esterno, come già visto nel paragrafo precedente, ma ciò da solo non basta: ci deve essere anche una ridistribuzione degli atomi all'interno del metallo. Perché la solidificazione avvenga, il flusso di atomi da liquido a solido deve favorito rispetto a quello inverso. Per innescare tale flusso, occorre che inizi la nucleazione di alcuni grani di fase solida ai quali si possano “attaccare” altri atomi provenienti dalla fase liquida [9]. Tali fenomeni possono avvenire anche a temperature superiori a quelle di fusione, ad esempio su inclusioni già solide a seguito di fluttuazioni casuali della temperatura, ma tale tipo di nucleazione non è comunque stabile. Per iniziare, la nucleazione vera e propria ha bisogno di un ΔT di sottoraffreddamento ben preciso. Questo è dovuto al fatto che la curvatura dell'interfaccia liquido-solido abbassa la temperatura di fusione di una certa quantità ΔT_r . Il raggio minimo r^0 che permette ad un cristallo di nucleare può essere determinato tramite l'espressione

$$\Delta T_r = K\Gamma = \frac{2\Gamma}{r^0} \quad [2.10]$$

Da questa formulazione risulta chiaro che l'entità del sottoraffreddamento ed il raggio critico di nucleazione sono inversamente proporzionali, il che significa che maggiore è il grado del sottoraffreddamento, minori sono le dimensioni che deve avere un cristallo per formarsi in modo stabile. Ora, considerando la nucleazione di un cristallo sferico di raggio r , occorre un numero di atomi di volume v'

$$n = \frac{4r^3\pi}{3v'}$$

che si devono disporre da soli nelle rispettive posizioni del reticolo cristallino che si va formando, e ciò è poco probabile che avvenga per un numero elevato di atomi, ossia per un elevato valore di r . Da qui si capisce che per aumentare la

probabilità di nucleazione di fase solida occorre avere piccoli valori di r , ossia elevati gradi di sottoraffreddamento per la [2.10].

Le condizioni di nucleazione possono essere viste anche dal punto di vista dell'energia libera presente nel sistema, la quale è composta da un termine superficiale (energia di interfaccia) ed uno volumetrico

$$\Delta G = \sigma A + \Delta g \cdot v$$

dove Δg è la variazione di energia libera per unità di volume. Tale termine è proporzionale alla variazione di temperatura secondo la seguente relazione

$$\Delta g = -\Delta s_f \Delta T$$

Tale espressione porta, al diminuire di ΔT , ad individuare un corrispondente massimo valore di ΔG , per cui si può determinare il sottoraffreddamento necessario in termini di energia di attivazione da superare per avere la nucleazione.

Nel caso di nucleazione eterogenea, il fenomeno è facilitato dalla presenza di alcune parti solide che presentano una buona bagnabilità, cioè bassi valori dell'angolo θ in fig. 1.17, col substrato del metallo circostante, cosicché l'energia richiesta per la nucleazione è molto inferiore.

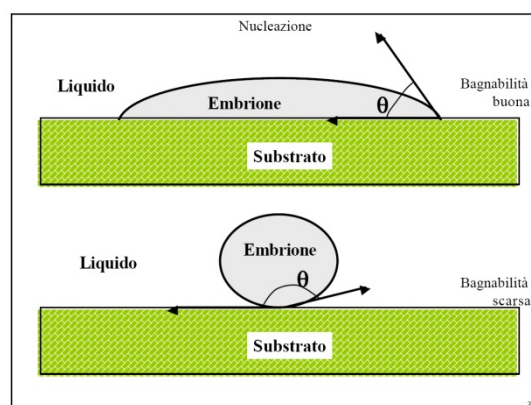


Fig. 1.17

Una volta che si ha la nucleazione di un cristallo, questo poi continua a crescere. Tale crescita è comunque ostacolata da alcuni fenomeni dovuti alla cinetica dell'unione tra gli atomi tramite l'interfaccia, agli effetti della capillarità e alla

diffusione del calore e della massa all'interno del metallo. In particolare la cinetica dell'unione tra gli atomi dipende dalla forma dei cristalli, dall'entropia di fusione e dalla velocità di unione e distacco degli atomi all'interfaccia, le quali a loro volta dipendono dalla velocità di diffusione degli atomi nel liquido e dal numero di cristalli che possono sottrarsi atomi a vicenda.

1.4.4 Forma instabile dell'interfaccia solido-liquido

Come già visto in precedenza, durante la solidificazione si ha una variazione a livello locale della concentrazione di soluto nel metallo. Ciò ha influenza sulla stabilità dell'interfaccia tra liquido e solido: in tale zona, infatti, la temperatura del liquidus varia da punto a punto a causa della variazione della concentrazione di soluto nel liquido lungo tale interfaccia. Ciò avviene in quanto la sua solubilità nel solido è inferiore rispetto a quella nella fase liquida. La variazione della temperatura del liquidus può essere determinata tramite la seguente relazione [9]

$$T_l(C_0) - T_l = m(C_0 - C_l) \quad [2.11]$$

dove $T_l(C_0)$ è la temperatura del liquidus corrispondente alla concentrazione iniziale T_l è quella corrispondente ad un dato punto del sistema. Grazie alla [2.11], si può quindi trasformare la variazione della concentrazione del soluto da zona a zona in una variazione di temperatura di liquidus. Definiamo ora con T_q la temperatura imposta nei vari punti dal flusso termico, il che si può fare utilizzando il gradiente delle temperature

$$G = \frac{dT_q}{dz} \quad [2.12]$$

dove z indica la direzione di solidificazione.

G può essere determinato moltiplicando il gradiente di concentrazione per m , come si vede dalla [2.11].

Così, lungo l'interfaccia si hanno zone con sottoraffreddamento se $T_q < T_l$; in termini di gradienti si avrà $G < mG_c$, dove G_c è il gradiente di concentrazione di soluto.

Consideriamo ora una perturbazione lungo l'interfaccia: se nasce una protuberanza dovuta alla curvatura della superficie di separazione tra liquido e solido descritta nei paragrafi precedenti, questa causa un aumento del gradiente di temperatura nel metallo fuso. Per la [2.11], ciò comporta l'aumento del gradiente di concentrazione di soluto e di conseguenza la variazione delle temperature del liquidus dei vari punti. Si possono così avere zone sottoraffreddate o meno, a seconda che in corrispondenza di esse valga o meno $T_q < T_l$.

Per spiegare l'insorgere di tale perturbazione, si può usare anche un approccio di tipo energetico, considerando che l'instabilità dell'interfaccia sia causata dalla variazione dell'energia libera di Gibbs lungo la direzione z. Tale grandezza è definita come

$$G = H - TS_f$$

dove H è l'entalpia.

Definendo la grandezza

$$f' = -\frac{d(\Delta G)}{dz} \quad [2.13]$$

si può dire che si ha la nascita di una protuberanza quando $f' > 0$, in quanto vuol dire che in tale zona l'energia libera di Gibbs diminuisce lungo la direzione di solidificazione.

Per piccoli gradi di sottoraffreddamento, la variazione di G si può scrivere come $\Delta G = -\Delta S_f \Delta T$ (in tal caso infatti la variazione di entalpia è piccola) e ΔS_f è costante (ossia ΔG dipende solo dalla differenza di temperatura). Si indica con ϕ la differenza tra il gradiente della temperatura del liquidus e quello della temperatura imposta dal flusso di calore

$$\phi = \frac{d\Delta T}{dz} = \frac{dT_l}{dz} - \frac{dT_q}{dz} \quad [2.14]$$

Sostituendo la [2.14] nella [2.13] si ottiene

$$f' = \Delta S_f \phi \quad [2.15]$$

Dalla [2.15] si può capire che, affinché nasca la perturbazione, occorre che la grandezza ϕ sia negativa, ossia che vi sia un certo sottoraffreddamento.

Finora abbiamo considerato come sola causa di questo fenomeno il sottoraffreddamento. Occorre invece prendere in considerazione anche gli effetti della tensione superficiale dell'interfaccia. Da un punto di vista matematico, la perturbazione, di cui è riportata una rappresentazione schematica in fig. 1.18, può essere descritta in modo semplificato tramite una funzione sinusoidale

$$z = \varepsilon \sin(\omega y) \quad [2.16]$$

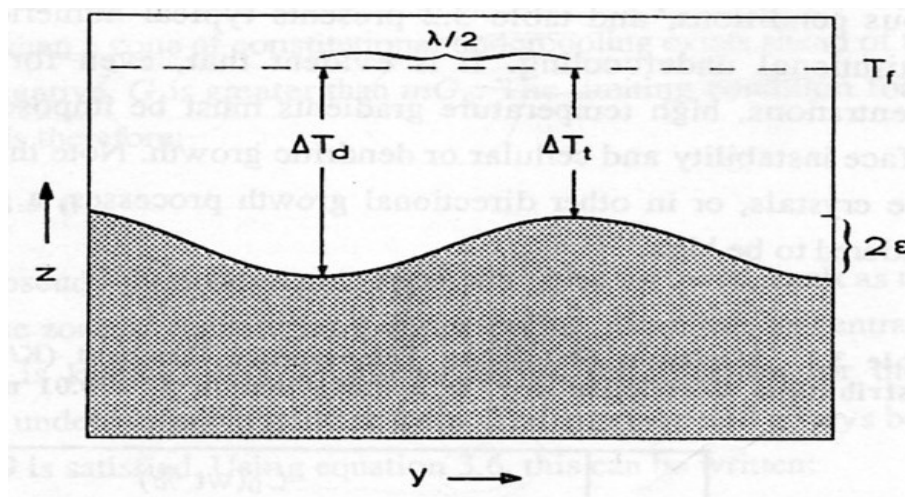


Fig. 1.18

La temperatura di interfaccia T^* , a cui corrisponde una concentrazione nel liquido C_l^* , è data dalla temperatura di fusione, la quale risulta più bassa rispetto a quella di partenza della lega a causa di due contributi:

- a) mC_l^* , dovuto alla variazione della concentrazione del soluto;
- b) ΔT_f , dovuto alla curvatura dell'interfaccia (vedi equazione [2.10]).

Seguendo lo stesso ragionamento, si può determinare la differenza di temperatura $T_t - T_d$ tra i picchi e le valli dell'interfaccia:

$$T_e - T_d = m(C_e - C_d) - \Gamma(K_e - K_d) \quad [2.17]$$

dove C_e e C_d sono le concentrazioni di soluto in corrispondenza dei picchi e delle valli mentre K_e e K_d sono le curvature dei medesimi punti. Queste ultime sono determinabili derivando l'equazione [2.17] nei punti $y = \lambda/4$ e $y = 3\lambda/4$

$$K_e = -K_d = \frac{4\pi^2 \varepsilon}{\lambda^2} \quad [2.18]$$

dove λ è la lunghezza d'onda della perturbazione. Considerando poi i gradienti termici e di concentrazione del soluto nel caso di interfaccia piano si può scrivere

$$T_e - T_d = 2\varepsilon G \quad [2.19]$$

e

$$C_e - C_d = 2\varepsilon G \quad [2.20]$$

(vedi fig. 2.4). Sostituendo le [2.18], [2.19], [2.20] nella [2.17] si ottiene

$$\lambda = 2\pi \left(\frac{\Gamma}{\phi} \right)^{1/2} \quad [2.21]$$

La [2.21] descrive una lunghezza d'onda della perturbazione che tiene in considerazione sia il campo termico che quello di distribuzione del soluto. Tale espressione è stata scritta non tenendo conto della variabile temporale: l'onda che risulta è quindi statica. Scrivendo λ ed ε in funzione del tempo si può descrivere la crescita dei picchi e delle valli lungo l'interfaccia liquido-solido.

1.4.5 La solidificazione dendritica

Le microstrutture derivanti dalla solidificazione di una lega possono essere descritte da diversi modelli teorici, i quali hanno lo scopo di mettere in relazione alcune caratteristiche locali (come ad esempio il grado di sottoraffreddamento o la velocità di solidificazione) con le caratteristiche microstrutturali che si ottengono alla fine del processo [12]. Nel caso della solidificazione dendritica il processo di formazione comincia con l'insorgere in corrispondenza dell'interfaccia tra liquido e solido delle perturbazioni descritte nel paragrafo 2.3. Tali perturbazioni vengono poi accentuate dalla differente velocità di crescita dei picchi rispetto alle

valli: infatti i primi possono diffondere il soluto anche in direzione laterale, il quale si va appunto ad accumulare in corrispondenza delle valli, aumentando quindi la concentrazione in tali zone ed abbassandone la temperatura di liquidus (fig. 1.19).

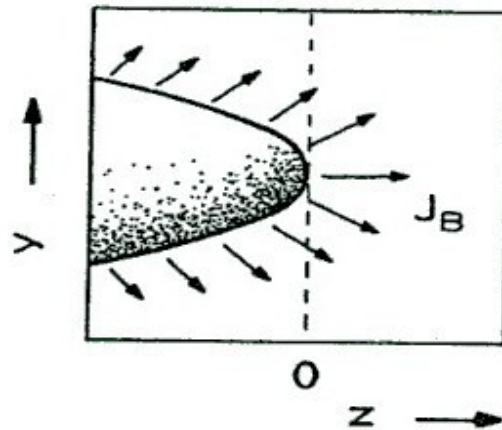


Fig. 1.19

In tal caso la perturbazione abbandona la forma sinusoidale. Le dendriti si sviluppano secondo la direzione del flusso di calore: se questo è isotropo, le dendriti si sviluppano in tutte le direzioni in modo uguale.

Una dendrite estratta dalla zona colonnare, dove la solidificazione procede in modo unidirezionale, presenta una morfologia del tipo in fig. 2.6: formatosi infatti un ramo principale, lungo la sua interfaccia col liquido si sviluppano le perturbazioni già descritte in precedenza, cosicché si formano dei rami secondari. Si possono così determinare due grandezze caratteristiche di una matrice dendritica: la distanza tra i rami primari delle dendriti λ_1 e quella tra i rami secondari delle dendriti λ_2 . Quest'ultimo valore è fortemente influenzato dal tempo di contatto tra i rami ed il liquido, ossia dal tempo di solidificazione locale.

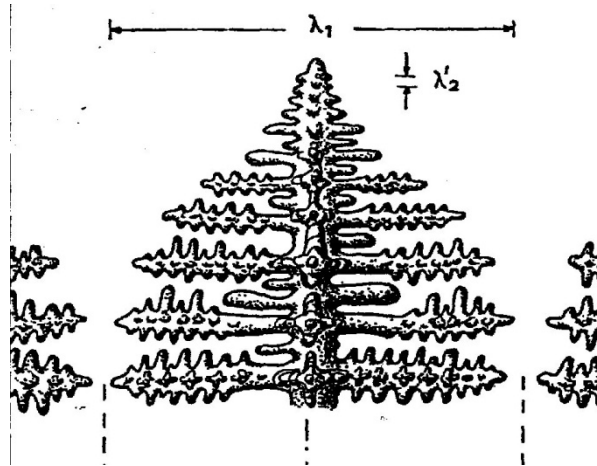


Fig. 1.20

λ_1 è un'importante caratteristica delle dendriti nella zone colonnare ed ha un effetto importante sulle caratteristiche meccaniche del getto. L'inviluppo di un ramo primario delle dendriti può essere descritto in modo approssimato da un'ellisse, come mostrato in fig. 1.20, il cui raggio di curvatura minore può essere determinato nel modo seguente

$$R = \frac{b^2}{a} \quad [2.22]$$

Il semiasse b è proporzionale a λ_1 ed il coefficiente di proporzionalità dipende dalla disposizione delle dendriti. Per una geometria di tipo esagonale, ossia in cui congiungendo la punta di un ramo con i punti medi delle radici dei due rami adiacenti si ottiene un triangolo equilatero, il coefficiente di proporzionalità è pari a 0.58. Il semiasse a può essere invece determinato tramite il rapporto

$$a = \frac{T^* - T'_s}{G} \quad [2.23]$$

dove T^* è la temperatura di interfaccia in prossimità della punta del ramo, la quale va diminuita rispetto a quella iniziale del liquidus propria della lega, in conseguenza delle considerazioni fatte nei paragrafi precedenti, mentre T'_s è la temperatura in corrispondenza della base del ramo, la quale spesso coincide con la temperatura eutettica (fig. 1.21).

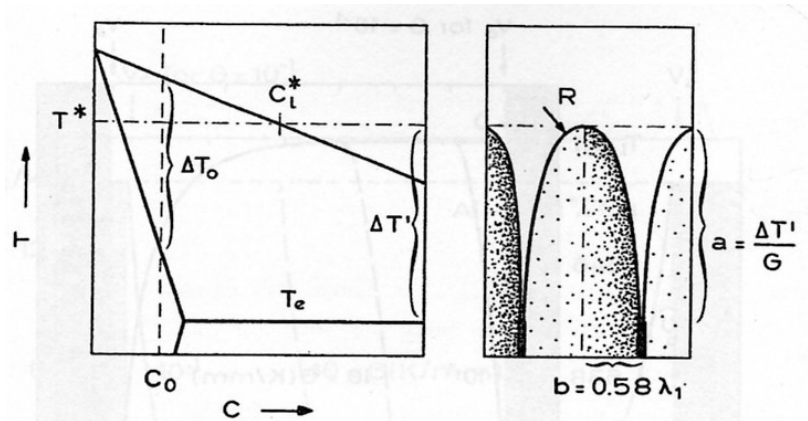


Fig. 1.21

Essendo λ_1 proporzionale a \sqrt{Ra} per la [2.22], tenendo conto della [2.23] si ottiene

$$\lambda_1 = \frac{1}{0.58} \left(\frac{(T^* - T_s')R}{G} \right)^{1/2}$$

Una volta che si ha la nucleazione dei rami principali, il valore di λ_1 non cambia più durante la solidificazione. Ciò non è vero per λ_2 (o SDAS).

1.4.6 Calcolo dello SDAS

Come già visto in precedenza, i rami secondari delle dendriti nascono in seguito all'insorgere di una perturbazione di forma sinusoidale in prossimità della punta dei rami primari. Tali rami secondari si sviluppano finché non vengono in contatto con quelli che si sono formati da un altro ramo primario, ossia finché la loro lunghezza è inferiore a $\lambda_1/2$ [10]. Per trovare un modello di calcolo dello SDAS, si può partire con il prendere in considerazione due rami, approssimativamente di forma cilindrica, di raggi r ed R , con $R > r$. Se supponiamo di trovarci in un sistema isotermico, si ottiene per entrambi i rami una temperatura fuori dalla punta pari a

$$T' = T_f + mC_l^R - \frac{\Gamma}{R}$$

$$T' = T_f + mC_l^r - \frac{\Gamma}{r}$$

dove C_l^R e C_l^r sono le concentrazioni di soluto nel liquido fuori dalle punte. Da tali equazioni si ottiene

$$m(C_l^R - C_l^r) = \Gamma \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r} \right) \quad [2.24]$$

Durante la solidificazione, il soluto si diffonde dai rami più spessi a quelli più sottili, mentre la concentrazione di solvente tende ad aumentare nei rami più grossi ed a diminuire in quelli più piccoli. I rami sottili tendono così a sparire. Considerando per semplicità una diffusione unidirezionale ed un gradiente di concentrazione costante tra i due rami, trascurando dR/dt rispetto dr/dt , essendo $R \gg r$, si può determinare il flusso di soluto tra i due rami

$$J = D \frac{(C_l^R - C_l^r)}{d}$$

$$J = -C_l^r(1 - k) \frac{dr}{dt} \quad [2.25]$$

dove D è il coefficiente di diffusività, k è la costante di equilibrio della distribuzione del soluto e d è la distanza tra i due rami. Ponendo $d = \lambda_2$, $C_l^r = C_l$ (cioè la concentrazione nel liquido) e considerando C_l come una funzione lineare del tempo, secondo l'espressione

$$C_l = C_0 + (C_l^m - C_0) \frac{t}{t_f}$$

dove C_0 è la concentrazione iniziale, C_l^m quella finale e t_f il tempo di solidificazione locale, la formula per il calcolo dello SDAS assume una forma del tipo

$$\lambda_2 = 5.5(Mt_f)^{1/3} \quad [2.26]$$

dove

$$M = \frac{-\Gamma D \ln \left(C_l^m / C_0 \right)}{m(1 - k)(C_l^m - C_0)}$$

Questo è solo un esempio di possibile modello per il calcolo dello SDAS. Come vedremo nei capitoli successivi, sono stati elaborati altri modelli di calcolo dello SDAS che prendono come parametro di riferimento grandezze diverse rispetto al tempo di solidificazione locale.

1.5 I Difetti di Solidificazione

L'attività svolta in fonderia verte ad ottenere getti non solo geometricamente conformi al disegno creato dal progettista ma anche il più possibile esenti da difetti. Occorre però tenere in conto la pratica impossibilità di ottenere manufatti perfettamente “sani”. E' quindi necessario un corretto approccio ingegneristico al processo e la disamina preventiva delle criticità del getto prima ancora di arrivare alla fusione, onde ottenere il migliore dei getti possibili. E' necessario quindi avere bene in mente quali possibili difetti possono affliggere un getto [15]:

1. Porosità da Ritiro

- Macroritiri
- Microritiri
- Porosità da ritiro intermedie (ad esempio layer porosity)

2. Porosità da Gas

- Gas disciolti
- Intrappolamento d'aria
- Core blows

3. Strappi a caldo e Cricche a freddo

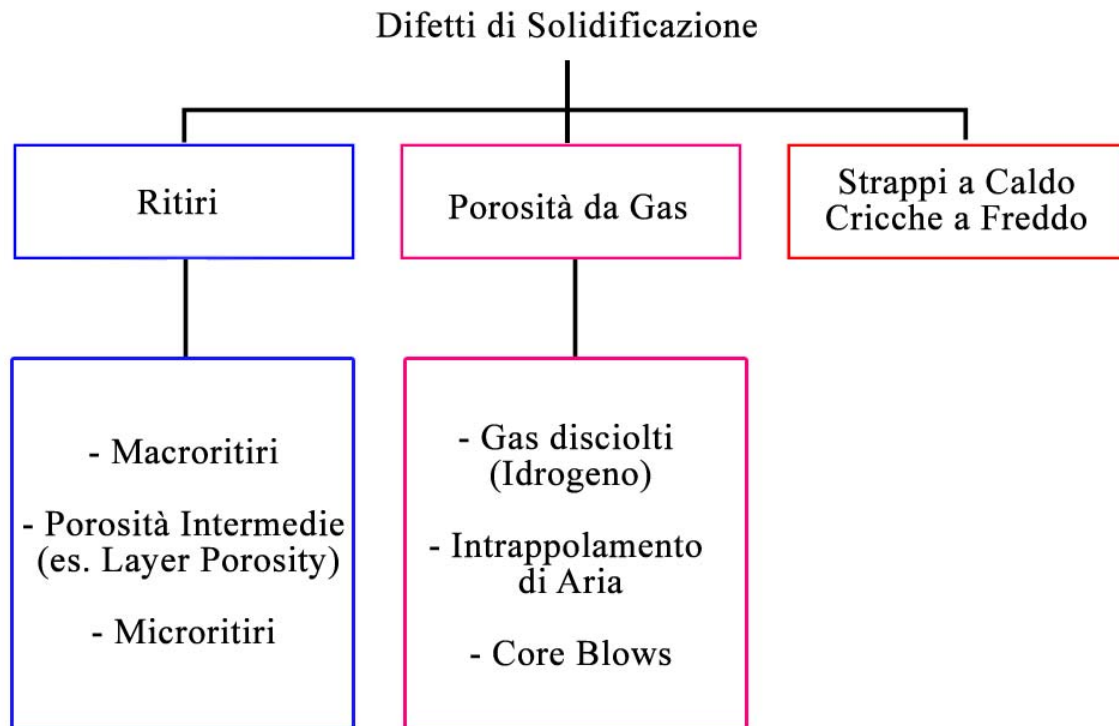


Fig. 1.22: Organigramma dei difetti di solidificazione

1.5.1 Le Porosità da Ritiro

I Macroritiri

La morfologia forse più nota e familiare di macroritiro è il cono di ritiro, detto “piping” che caratterizza ad esempio la solidificazione di un lingotto di una lega “short freezing rate”. Cerchiamo di comprendere la causa di questo fenomeno. Il processo di sottrazione del calore è senz’altro più efficace a partire dalle pareti della lingottiera grazie ad un coefficiente di conduzione termica più elevato rispetto a quello dell’interfaccia con l’aria [14]. Come conseguenza si ha la solidificazione di una prima “pelle” di materiale aderente alle pareti. Ora, l’abbassamento medio della temperatura del materiale fuso produce una contrazione volumetrica dello stesso cosicché la seconda “pelle” che andrà a solidificarsi giungerà ad un livello più basso rispetto alla prima. Iterando il

processo sarà facile comprendere la genesi del cono di ritiro (Fig. 1.23 (A) (B) (C))

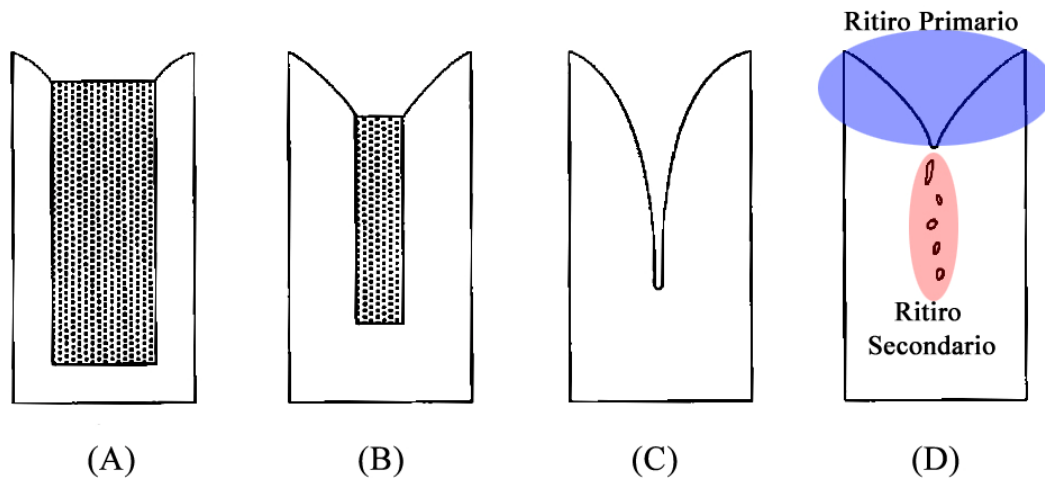


Fig 1.23: (A) (B) (C): Steps successivi della formazione del cono di ritiro, (D): Sezionamento infelice da cui sembrano esistere zone di ritiro primario e secondario [17].

Un errore nel quale si è soliti incappare è quello di differenziare in un taglio trasversale del lingotto due o più zone di ritiro ed appellarle zona di ritiro primario (quella del cono di ritiro vero e proprio) e secondario (quella di alcune macroporosità isolate). La pratica sperimentale ci insegna che la porosità è sempre una e che è possibile riconoscerla come un'unica entità semplicemente scegliendo un piano di taglio più favorevole (Fig 1.23(D)).

Vale la pena accennare alla pesante differenza morfologica che intercorre fra le macroporosità da ritiro generate dalla solidificazione delle leghe di tipo “short freezing range” e “long freezing range”. Mentre il primo tipo di lega è, come già detto sopra, fortemente caratterizzato da un piping a cono, il secondo è caratterizzato da un ritiro “spugnoso” che analizzato secondo le tecniche dell'ispezione metallografia al microscopio ottico appare come un insieme di porosità interdendritiche isolate. Non occorre però farsi fuorviare dalle evidenze dell'analisi mediante campioni metallografici: ci troviamo anche in questo caso davanti ad una macroporosità attraversata però da una “foresta” di dendriti.

I Microritiri

Tale problema prende corpo qualora le condizioni al contorno del getto, ad esempio, geometria del pezzo (pezzo massivo), lega impiegata (long freezing range) e/o basso gradiente di temperatura promuovono una crescita importante delle dendriti durante il processo di solidificazione [14]. Schematizzando il getto come un cilindro ad asse orizzontale munito ad un'estremità di un feeder, le condizioni al contorno di cui sopra si concretizzano, verso la fine del processo di solidificazione, nella formazione di una zona completamente solidificata, di una zona "pastosa" costituita da una "sospensione" di dendriti e fluido ed una zona completamente liquida (il feeder) (Fig. 1.24)

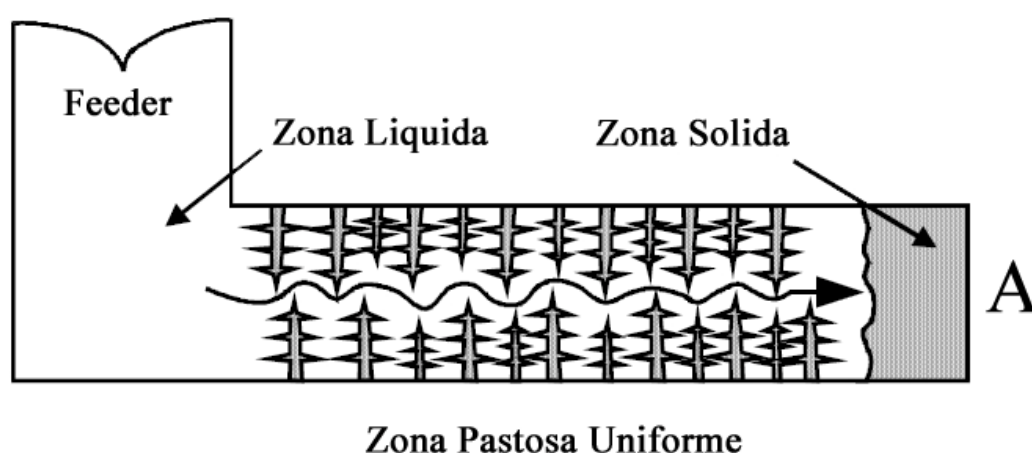


Fig. 1.24 Schematizzazione di un getto e sua suddivisione in zone [17].

Il metallo fuso tende a fluire attraverso la zona pastosa onde compensare il ritiro dovuto alla progressiva solidificazione del materiale nella zona "A". La contrazione della zona "A" tende quindi a "tirare" il metallo fluido attraverso la zona pastosa che si opporrà al proprio attraversamento a causa della propria "tortuosità". Come conseguenza il fluido sarà sottoposto ad uno stato tensionale via via crescente.

E' possibile elaborare un modello matematico per descrivere tale comportamento.

Ipotizzando che la zona pastosa sia un uniforme insieme di N condotti di piccole dimensioni, è possibile usare l'equazione di Pousseille che definisce il gradiente di pressione necessario per causare il moto di un fluido all'interno di un capillare:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{8Q\eta}{\pi R^4} \quad (1.1)$$

Per gli N capillari della zona pastosa la (1.1) diventa:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{8Q\eta}{N\pi R^4} \quad (1.2)$$

Occorre anche considerare il contributo della solidificazione del fuso in funzione del tempo e la conseguente diminuzione del raggio R del capillare secondo il modello di Fig. 1.25.

Imponendo la conservazione della massa ottengo:

$$\pi R^2 V = 2\pi R(L-x) \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \right) \frac{dR}{dt} \quad (1.3)$$

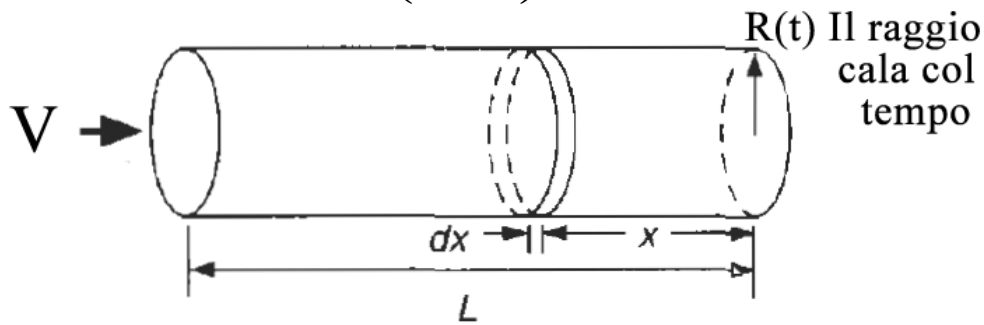


Fig. 1.25: Modello di capillare

Sapendo che:

$$Q = V\pi R^2$$

sostituendo (1.2) in (1.3), integrando e semplificando ottengo la seguente relazione di proporzionalità:

$$\Delta P \propto \frac{\eta L^2}{R^4} \quad (1.4)$$

Interpretando tale relazione si evince che (Fig. 1.26):

- La differenza di pressione ha un andamento parabolico lungo la zona pastosa
- Al procedere della solidificazione ed alla contestuale diminuzione del raggio del capillare ho un importante aumento del gradiente di pressione ai capi della

zona pastosa. Dal momento che la diminuzione di R è funzione del tempo è evidente come ΔP dipenda anche dal tempo.

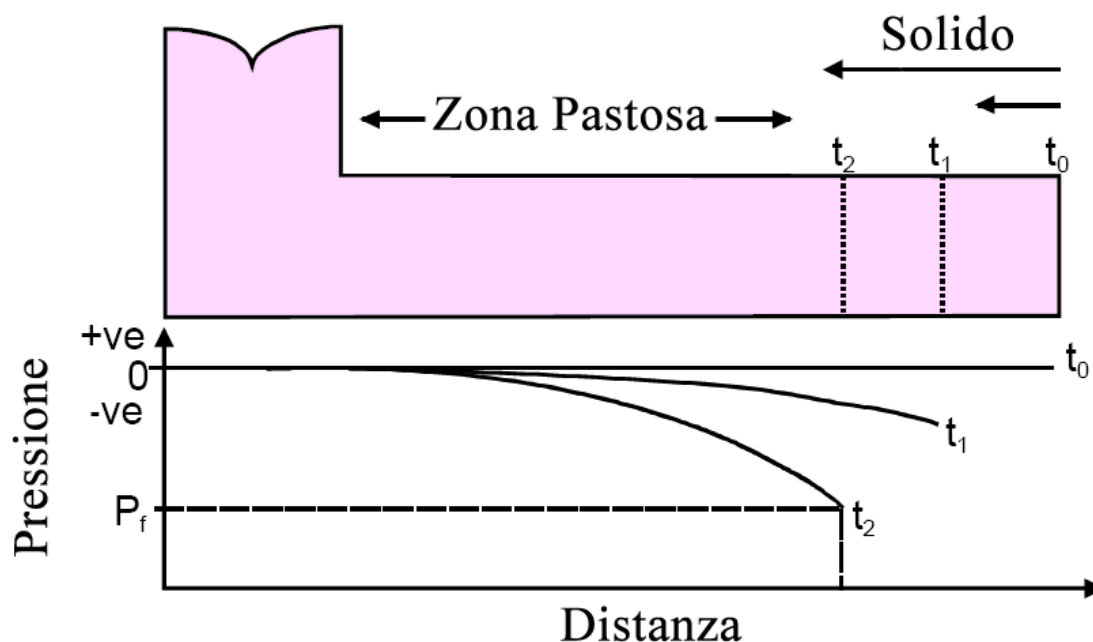


Fig 1.26: Andamento delle pressioni al margine della zona pastosa

Come è possibile anche intuitivamente comprendere, la presenza del gradiente di pressione di cui alla (1.4) genera uno stato tensionale idrostatico. Qualora, in seno alla fase liquida presente nella zona pastosa, venga localmente superata una tensione soglia che indicheremo come P_f assisteremo alla nucleazione di una microporosità.

Layer Porosità

Se le condizioni di ritiro risultano più severe rispetto alla situazione precedente, il poro appena nucleato si accrescerà propagandosi lungo l'isosuperficie caratterizzata dal medesimo valore di energia elastica portando, lungo la superficie della frattura appena generata, l'energia elastica e la pressione a zero (Fig 6 (A), tempo t_3) [14].

Al proseguire della solidificazione la zona pastosa centrale sarà alimentata sia dal feeder che dalla zona a pressione nulla appena generata dalla superficie aperta della

frattura. Ci sarà quindi una distribuzione parabolica delle pressioni sia da destra che da sinistra (tempo t_4). Si giungerà ben presto ad una nuova situazione critica (Fig 1.27 (C), tempo t_5) per cui sarà possibile la nucleazione e crescita di un nuovo poro. Iterando il processo, a solidificazione avvenuta, la situazione finale del getto sarà quella rappresentata in Fig. 1.27(D).

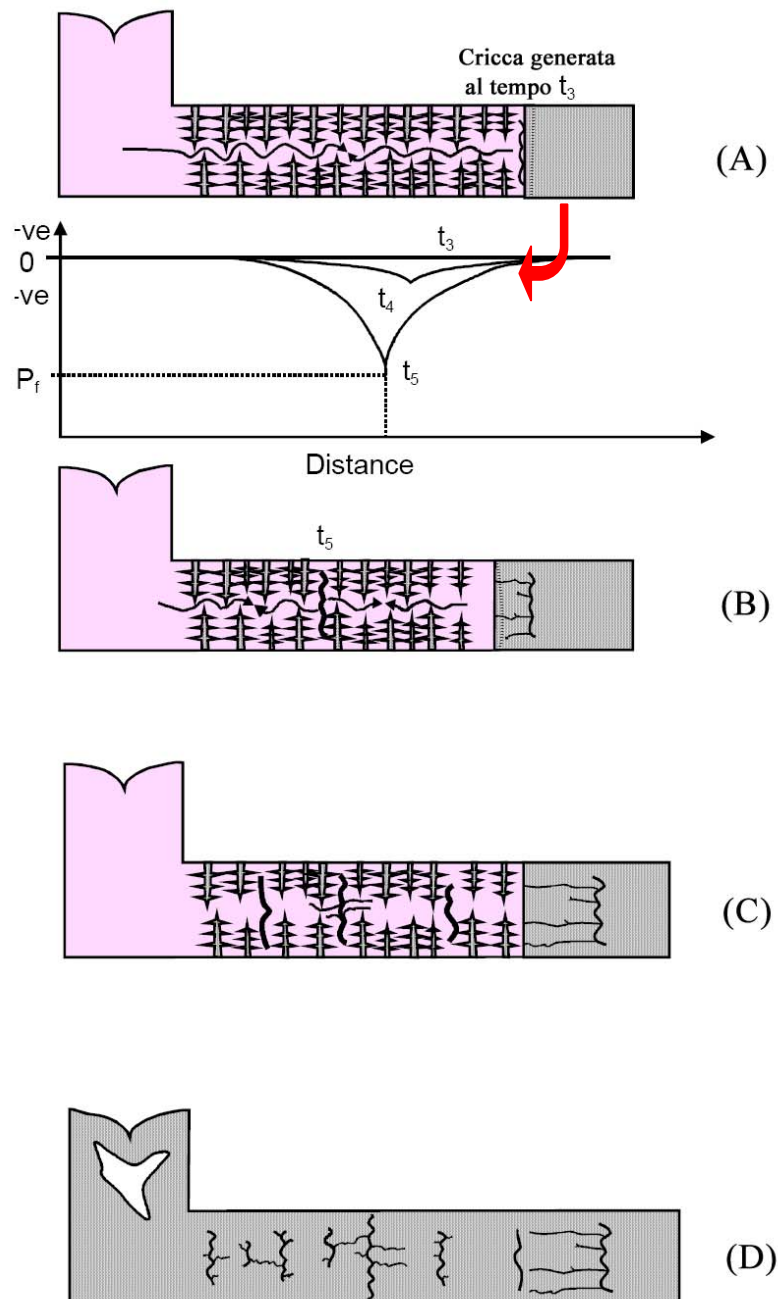


Fig 1.27: Layer Porosità: meccanismo di evoluzione del difetto [17]

Vale la pena a questo punto sottolineare che i difetti fin qui descritti, non affliggono la parte solida della zona pastosa (ovvero la matrice dendritica), ma che i pori, più o meno grandi, si aprono nella fase liquida della zona pastosa stessa. Le dendriti, anzi, tendono ad accrescersi all'interno della cavità gettando dei “ponti” fra un margine e l'altro della stessa aiutando a mantenere coesa la cricca. Questa considerazione è stata fatta per evitare di confondere fenomeni di ritiro con altri fenomeni (cricche a caldo) di cui parleremo più avanti.

1.5.2 Le Porosità da Gas

Porosità da Gas Disciolti (Idrogeno)

I gas in soluzione nel metallo fuso tendono a fuoriuscire dal fluido in conseguenza dell'abbassamento della solubilità al diminuire della temperatura e della caduta di pressione nella zona pastosa e delle situazioni di segregazione.

Parlando di alluminio sarà necessario prestare particolare attenzione all'idrogeno ed alle possibili fonti da cui può provenire [14]:

1. Umidità dei materiali impiegati per la fusione (refrattari dei forni o delle siviere, condensa sui lingotti di lega ecc.) secondo la reazione :



2. Combustione di carburanti idrocarburici.

3. Reazioni con il materiale del sistema di alimentazione del getto durante il passaggio del fuso.

4. Reazioni con la motta e/o con le anime durante e dopo il riempimento del getto.

I problemi di cui ai punti 3 e 4 sono anche essi per la maggior parte dominati dalla reazione (1.5) soprattutto nel caso di motta in sabbia a verde.

In pratica il fonditore ha un certo controllo solo del punto 1 avendo la possibilità di degasare la lega prima della colata.

La precipitazione dell'idrogeno dalla soluzione genera piccole bolle tondeggianti di solito segregate fra i rami delle dendriti e di dimensioni comprese fra i 0,05 mm e i 0,5 mm. Tali bolle sono distribuite uniformemente nella sezione del getto ad eccezione di uno strato superficiale spesso 1 – 2 mm.

Cerchiamo ora di comprendere il motivo di questo comportamento.

Ipotizziamo per semplicità che il fuso sia una soluzione liquida di solvente (lega) e soluto (idrogeno) a concentrazione iniziale C_0 . Il primo solido a formarsi avrà una concentrazione

$$k C_0$$

ove k è detto *Coefficiente di Partizione* e descrive come il soluto si distribuisce fra la fase solida e quella liquida

$$k = \frac{C_s}{C_L}$$

Con C_S e C_L rispettivamente concentrazione del soluto nel solido e nel liquido.

Alti valori di k (prossimi ad 1) indicano distribuzioni uniformi del soluto nel liquido e nel solido. Ad una diminuzione di k corrisponde un aumento della concentrazione del soluto nel liquido.

Al procedere della solidificazione il soluto espulso dal solido verrà accumulato dal liquido al di là del fronte di solidificazione fino a raggiungere un valore di picco della concentrazione pari a C_0 / k (Fig. 1.28)

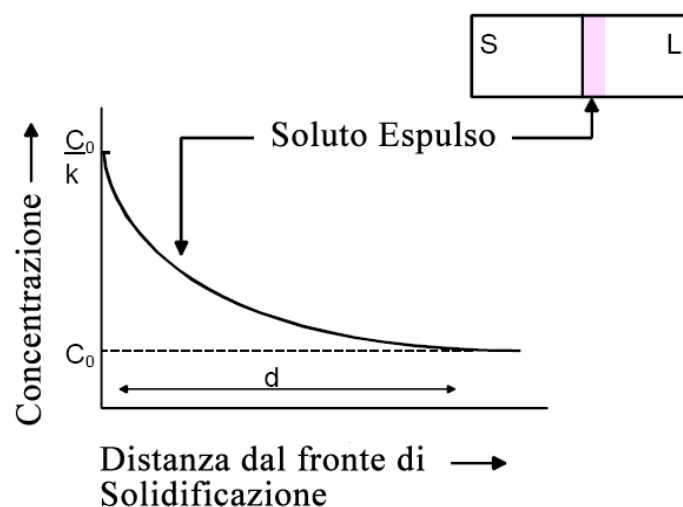


Fig. 1.28: Andamento della concentrazione del soluto nel liquido

Il valore di k per l'idrogeno in soluzione vale circa 0.05.

Da quanto detto sopra discende che la solidificazione incrementa la quantità di idrogeno in soluzione di

$$\frac{\frac{C_0}{k}}{C_0} = \frac{1}{0.05} = 20 \text{ volte} \quad (1.6)$$

Ciò porta alla conseguenza che anche se il valore medio iniziale della concentrazione di idrogeno nel fuso fosse stato tollerabile si arriva localmente a condizioni di sovrassaturazione.

Il fronte di solidificazione deve avanzare tipicamente di 2 – 3 mm prima di giungere a tale situazione. Questo è il motivo per cui la pelle del getto è di solito priva di porosità da idrogeno.

Ora, la legge di Sievert stabilisce che la concentrazione di un gas in un liquido è proporzionale alla radice quadrata della pressione parziale del gas in equilibrio

$$K P_{H_2} = C_H^2 \quad (1.7)$$

Dove

- K è la costante di equilibrio (funzione della temperatura)
- P_{H_2} è la pressione parziale dell'idrogeno gassoso
- C_H è la concentrazione di idrogeno monoatomico in soluzione

Unendo le (1.6) e (1.7) si ottiene che la pressione parziale dell'idrogeno all'equilibrio aumenta di $20^2 = 400$ volte.

Ancora, per l'equilibrio di una bolla, è necessario che:

$$P_{H_2} - P_{piez} = \frac{2 T}{r} \quad (1.8)$$

Dove:

- la pressione della bolla è definita come differenza fra pressione di equilibrio del gas e pressione esterna (ovvero il carico piezometrico imposto dalla colonna di fuso insistente sulla bolla stessa)

- T è la tensione superficiale della bolla
- r è il raggio della bolla

Dalla (1.8) si ottiene

$$r = \frac{2T}{P_{H_2} - P_{piez}}$$

Che rappresenta il raggio minimo delle bolle presenti. Bolle più piccole tenderanno infatti a richiudersi ad opera della tensione superficiale.

L'ultima considerazione da fare è che la nucleazione di porosità da gas disciolto continua fino alla completa solidificazione del getto e che quindi, come già detto, la distribuzione di tali difetti sarà omogenea escludendo i primi 2 mm circa di "pelle" (Fig. 1.29).

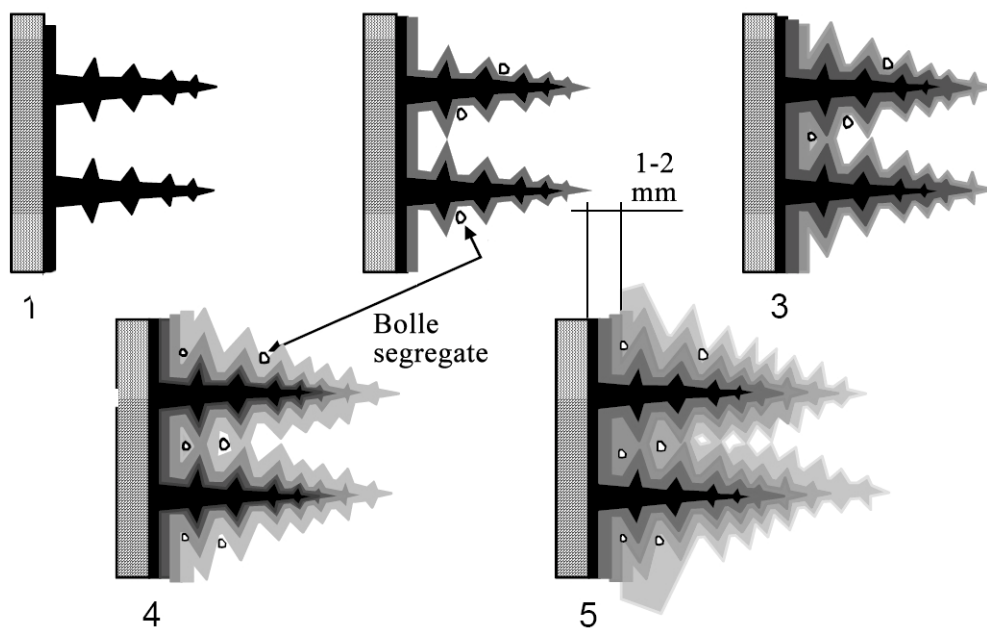


Fig. 1.29: Porosità da idrogeno e loro disposizione in seno alle matrice dendritica

Air Entrapment

Ovvero intrappolamento d'aria.

Questo difetto prende tipicamente corpo qualora la progettazione degli ausiliari del getto è poco curata.

Procedendo ad una disamina puntale in ordine di ingresso del fuso al pezzo diciamo che [14]:

- Per meglio controllare l'ingresso del fuso nel bastone di colata e garantire il suo funzionamento costantemente a “bocca piena” occorre un buon design della tazza, meglio se dotata di uno stopper.
- E' bene disegnare il bastone di colata conferendogli un'adeguata conicità in modo da scongiurare distacchi di vena.
- Onde controllare le velocità del fluido a valle del bastone di colata è buona norma prevedere l'utilizzazione di un filtro che imponga una perdita di carico alla colonna fluida in moto
- Occorre prevedere la diminuzione della sezione del gate (il canale principale da cui si dipartono i runners ovvero i canali secondari che giungono direttamente ad alimentare il pezzo) in modo da assecondare la diminuzione della portata generata dalla consequenziale alimentazione dei runners.
- E' necessario dimensionare la sezione degli “ausiliari” (gate, runners) del getto in modo da evitare turbolenze.
- Prevedere raccordi per servire zone dotate di forti variazioni di raggio.

Contravvenendo alle regole di buona progettazione del getto velocemente sopra esposte si generano turbolenze superficiali ed interne alla massa fluida in moto e l'intrappolamento di sacche di aria. Tali sacche non potranno liberare il getto troppo facilmente poiché delimitate da un film di ossido. Quelle dotate di una “forza di galleggiamento” maggiore inoltre cercando di muoversi verso l'alto lasceranno sul proprio cammino una “coda” di ossido collassato, un'altra tipologia di difetto.

Le sacche d'aria tendono e rimanere intrappolate sotto alle superfici orizzontali del getto, molto spesso separate da queste solo da un film di ossido non essendo riuscite a vincere la tensione superficiale del liquido a causa della propria limitata “forza di galleggiamento”. Da questa intuitiva considerazione si può ottenere un'altrettanto intuitiva giustificazione alle dimensioni di soglia delle bolle. Si

osserva infatti una generale omogeneità della dimensione massima delle bolle da Air Entrapment a carico di un getto: esse sono le più grandi fra quelle troppo piccole per generare una forza di galleggiamento sufficiente per promuoverne l'evacuazione dal getto.

Core Blows

Quando il metallo è colato in una motta contenente delle anime, il gas contenuto in esse e/o quello generato dalla degradazione del legante tende, scaldandosi, ad espandersi e conseguentemente a muoversi verso l'alto. Qualora la pressione del gas ecceda quella del fuso sovrastante si crea una bolla. Dal momento che i processi di degradazione del legante, espansione del gas e passaggio attraverso i meati della matrice sabbiosa, avvengono con un certo ritardo rispetto al momento in cui il fuso investe e scalda l'anima, le bolle da Core Blow sono separate dalla superficie del getto da una certa quantità di materiale solidificato (Fig. 1.30)

Per evitare Il Core Blow è necessario quindi:

- Garantire una buona ventilazione delle anime
- Usare leganti a bassa volatilità e/o maggiormente resistenti al calore
- Cercare di aumentare il più possibile il carico piezometrico del fluido sull'anima ad esempio colando più rapidamente e/o qualora possibile progettare il modello in modo che le anime stiano il più in basso possibile.

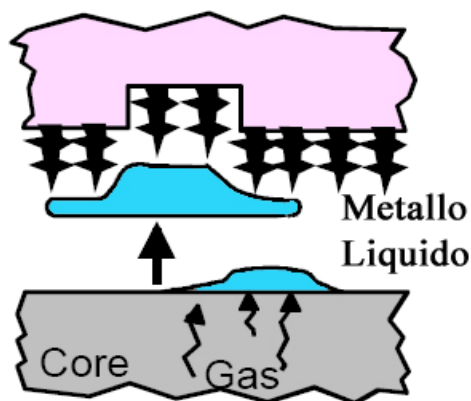


Fig. 1.30 Posizionamento delle bolle da Core Blow [17]

1.5.3 Cricche a Caldo e a Freddo

Hot Tears

Questo fenomeno affligge il getto alla fine del processo di solidificazione, quando i grani cristallini sono separati da una limitatissima quantità di liquido. Consideriamo il modello semplificato a grani esagonali di Fig 1.31 [14].

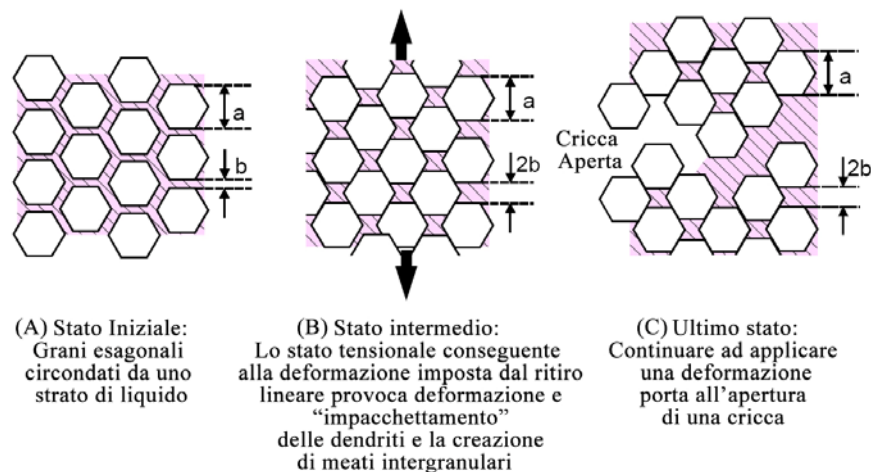


Fig. 1.31: Hot Tear, meccanismo di generazione della cricca

Il fenomeno di contrazione lineare del getto e la presenza di vincoli che impediscono il libero ritiro stesso impongono al materiale una condizione di deformazione imposta ed un conseguente stato tensionale. Tale stato tensionale impone un riarrangiamento della posizione dei grani: allontanamento lungo l'asse longitudinale e, a causa della contrazione trasversale secondo Poisson, un avvicinamento in direzione normale alla direzione di trazione così da giungere alla situazione di Fig. 1.31(B). Il fluido nei meati tenderà fin quando possibile ad assecondare il riarrangiamento dei grani occupando i vuoti che si creano. Qualora il liquido non dovesse più riuscire a riempire le lacune, esse si riempiranno semplicemente d'aria dando origine ad una cricca a caldo.

L'aspetto peculiare di una hot tear è quello di una cricca fortemente frastagliata i cui bordi fortemente ossidati tendono a seguire i bordi dei grani.

Cerchiamo di comprendere che relazione ha la composizione della lega con la generazione di cricche a caldo nel getto. E' facile comprendere come un buon residuo di liquido durante la solidificazione è vitale per la riduzione del difetto. Partendo da questa considerazione possiamo affermare che le leghe di composizione vicina all'eutettico soffriranno in misura minore di hot tears.

Per abbassare il rischio di tirare cricche a caldo è altresì utile:

- Ridurre la temperatura di colata
- Raffreddare i punti caldi
- Ridurre i punti di concentrazione degli stress
- Ridurre i vincoli che si oppongono al ritiro lineare

Cricche a Freddo

Si definiscono cricche a freddo quelle che affliggono il getto a temperature inferiori a quella del punto di solidus. L'aspetto è più regolare rispetto a quello delle hot tears e la crepa può essere intergranulare o transgranulare. I margini possono essere inoltre poco ossidati se il difetto si apre a temperature relativamente basse.

E' necessaria una fonte di stress per promuovere la nucleazione e la propagazione della crepa. Le fonti di tale stress possono essere molteplici.

Si possono citare il ritiro differenziale dovuto a diversi coefficienti di scambio termico nel pezzo o a forti variazioni di sezione ecc. ma la fonte di stress più pericolosa è dovuta alla tempra di solubilizzazione dei pezzi destinati all'invecchiamento.

Per combattere questo problema è possibile ricorrere ad un'oculata progettazione del getto volta alla riduzione di concentrazioni degli sforzi.

Volendo ridurre i punti di nucleazione delle cricche è utile inoltre ridurre il più possibile la quantità di ossidi nel fuso.

1.6 RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI CAPITOLO 1

1. W.Nicodemi: “Metallurgia:principi generali”, Zanichelli, 2000
2. A.Cocchi: “Elementi di termofisica generale ed applicata” Esculapio, Progetto Leonardo 1998
3. Daniele Veschi, “L’alluminio e le leghe leggere”, Hoepli
4. M.G. Worster, J.S.Wettlaufer: “Natural Convection, Solute Trapping, and Channel Formation during Solidification of Salt Water”, J Phys. Chem. B, 101, 6132-6136.
5. R Viskanta, “Heat Transfer During Melting and Solidification of Metals”, J. of Heat Transfer, 1998, Vol110/1205.
6. M.Pilotelli, R.Santulli, G.P.Beretta, A.M.Lezzi,”Influenza Della Convezione Naturale nel Processo di Solidificazione di un Lingotto d’Acciaio”.
7. W.J.Boettinger, S.R.Coriell, A.L.Greer, A.Karma, W.Kurz, M.Rappaz, R.Trivedi, “Solidification Microstructure: Recent Developments, Future Directions”, Acta Materialia, 2000, Vol. 48, 43-70;
8. G.M.Paolucci, “Lezioni di Metallurgia” Vol. 1, Edizioni librarie Progetto Padova, 2002.
9. Material Science and Tecnology W.Kurz, H.Muller-Krumbhaar, “Solidification”, Vol. 5, VCH, New York, 1991.
10. W. Kurz, D.J. Fisher, 1998, *Foundamentals of solidification*, Trans Tech Publications Ltd, Svizzera.
11. Pequet Ch., Gremaud M., Rappaz M., July 2002, Modeling of Microporosity, Macroporosity, and Pipe-Shrinkage Formation during the Solidification of Alloys Using a Mushy_zone Refinement Method: Applications Aluminium Alloys, Metallurgical and material transactions, Volume 33A;
12. Lee P.D., Chirazi A., See D., 2001, *Modeling Microporosity in aluminum-silicon alloys: a review*, Journal of light metal

13. S. Piva, R. Squatrito, giugno 2005, Analisi numerica del cambiamento di fase solido-liquido in cavità quadrata in presenza di convezione laminare: un contributo al benchmark di Gobin-Le Querè, XXIII Congresso nazionale sulla trasmissione del calore, Parma;
14. D.R. Poirier, E.J. Poirier, 1994, *Heat transfer fundamentals for metal casting*, TMS, Pennsylvania.
15. Campbell J., 1991, *Castings*, Butterworth Heinemann, Oxford, UK
16. Ceschini L., Dispense per il corso di Scienza dei Metalli V.O., Bologna
17. ProCAST User Manual, Version 2006.0

Capitolo 2

MODELLAZIONE NUMERICA

2.1 FORMULAZIONE MATEMATICA DI BASE

2.1.1 Tecniche di simulazione del processo

La necessità industriale di disporre di componenti fusi caratterizzati da elevate prestazioni meccaniche e bassi costi di produzione ha dato impulso negli ultimi anni ad un'attività di ricerca volta al costante miglioramento delle capacità di previsione delle caratteristiche di un getto. Risponde a tale esigenza l'immissione sul mercato di alcuni sistemi software di simulazione della fase di solidificazione di un getto che ne permettono di affrontare lo studio in modo molto meno approssimato ed empirico rispetto ai sistemi tradizionali. Lo sviluppo di tali sistemi è stato reso possibile dai sempre minori costi dell'hardware e dalla diffusione dei metodi di progettazione CAD, con cui tali sistemi sono strettamente collegati.

Tali software riescono a fornire informazioni utili nella pratica di fonderia, ma non costituiscono ancora uno strumento “definitivo” per la corretta previsione di quelle che saranno le caratteristiche finali del getto: sono infatti troppi e troppo complessi i fenomeni fisici che avvengono durante il riempimento e la solidificazione del getto, per cui non tutte le cause che portano alla formazione di un difetto sono ancora state implementate in un codice di calcolo. Inoltre, per una valutazione di correttezza ed affidabilità dei risultati ottenuti con questi codici, sarebbe necessario un confronto con i dati reali, i quali risultano di difficile reperibilità all'interno del processo industriale e spesso manca anche il supporto di dati sperimentali.

Alla base dei software di simulazione del processo di solidificazione c'è l'impostazione delle equazioni di trasmissione del calore e vari metodi per la

loro soluzione, come il FEM (Finite Element Method) e le differenze finite (FVM), che vengono usate dai software presenti sul mercato.

2.1.2 Descrizione del sistema fisico in esame

Una lega Al-Si può essere descritta in modo ideale, durante la fase di solidificazione, come un sistema ideale contenente tre fasi (solido, liquido e gas) e tre componenti (alluminio, silicio e idrogeno). Le tre fasi sono costituite da [2]:

- lega liquida con disciolti all'interno atomi di idrogeno;
- fase solida con disciolti al suo interno atomi di idrogeno;
- idrogeno molecolare in fase gassosa.

L'evoluzione della fase solida può essere riassunta in due passi:

- formazione delle dendriti dell'alluminio primario;
- formazione della fase eutettica Al-Si.

Altri elementi eventualmente aggiunti alla lega possono formare altre fasi di morfologia differente.

L'idrogeno è l'unico gas che sia solubile in modo significativo nell'alluminio. La sua solubilità è funzione della temperatura, della pressione e della composizione della lega. A sua volta la pressione locale è funzione del contributo metallostatico (il quale dà un contributo positivo) e dei fenomeni di ritiro (i quali invece danno un contributo negativo).

Quando si ha la nucleazione di un poro, questo cresce finché non si raggiunge un equilibrio tra tutte le azioni in gioco, tra le quali troviamo la pressione, la solubilità dell'idrogeno e l'energia di interfaccia (sia tra fase solida e gassosa che tra fase liquida e gassosa).

Così, un eventuale modello di descrizione della formazione ed accrescimento delle porosità deve comprendere i seguenti fenomeni fisici:

- a) il campo termico;
- b) il trasporto di massa;
- c) la concentrazione di soluto (silicio ed idrogeno) all'interno dell'alluminio;
- d) l'evoluzione della frazione di solido ed il suo impatto sul flusso termico e sulla distribuzione del soluto tra le due fasi;

- e) nucleazione ed accrescimento dei pori;
- f) interazione tra nucleazione dei pori ed accrescimento dei grani.

Un modello ideale dovrebbe tenere conto di tutti questi fenomeni; tuttavia, i modelli elaborati finora prendono in considerazione solo alcuni di tali aspetti: infatti, a causa delle numerose proprietà dei materiali in gioco e dell'elevato numero di condizioni al contorno richieste, un modello "ideale" sarebbe troppo complesso per poi essere utilizzato a livello industriale. La validità di un modello dipende dalla composizione della lega, dal processo e dalla geometria in questione.

2.1.3 Equazioni di bilancio

Le equazioni che permettono di modellare i fenomeni di interesse sono [2]:

a) Equazione di conservazione della massa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u}) = 0 \quad [3.1]$$

dove ρ è la densità del metallo e \bar{u} è la sua velocità.

b) Equazione di conservazione della quantità di moto[4]

$$\rho \frac{D\bar{u}}{Dt} + \nabla p - \mu \left[\nabla^2 \bar{u} + \frac{1}{3} \nabla(\nabla \cdot \bar{u}) \right] + \rho \bar{g} + \frac{\mu}{K} \bar{u} = 0 \quad [3.2]$$

dove μ è la viscosità del metallo. Questa equazione rappresenta l'equazione di Navier-Stokes del moto dei fluidi, la quale nella sua forma generale, considerando il fluido incompressibile ed il solo campo gravitazionale come forza esterna, ha un'espressione del tipo

$$\rho \frac{D\bar{u}}{Dt} + \nabla p - \mu \left[\nabla^2 \bar{u} + \frac{1}{3} \nabla(\nabla \cdot \bar{u}) \right] + \rho \bar{g} = 0 \quad [3.3]$$

Nella [3.2] si nota l'aggiunta del termine

$$\frac{\mu}{K} \bar{u}$$

Questo permette di modellare il moto di un fluido attraverso un mezzo poroso secondo la legge di Darcy [4]

$$\bar{v} = -\frac{K}{\mu} (\nabla P - \rho \bar{g}) \quad [3.4]$$

dove K è la permeabilità del mezzo attraverso cui avviene il moto.

Infatti, durante il cambiamento di fase, si può avere moto di liquido attraverso la cosiddetta *mushy zone*, ossia una zona in cui la solidificazione è già parzialmente avvenuta secondo una struttura dendritica (fig. 2.1). Tale regione viene considerata come un mezzo poroso con una sua permeabilità, la quale viene determinata tramite la relazione di Kozeny-Carman

$$K = \frac{f_l^3}{5M_s^2(1-f_l)^2}$$

dove M_s è una costante che dipende dalla forma e dalle dimensioni delle dendriti secondarie. Per definire la *mushy zone*, il codice identifica due temperature all'interno delle quali avviene la solidificazione ed un punto viene considerato “*mushy*” se la sua temperatura è compresa in tale intervallo.

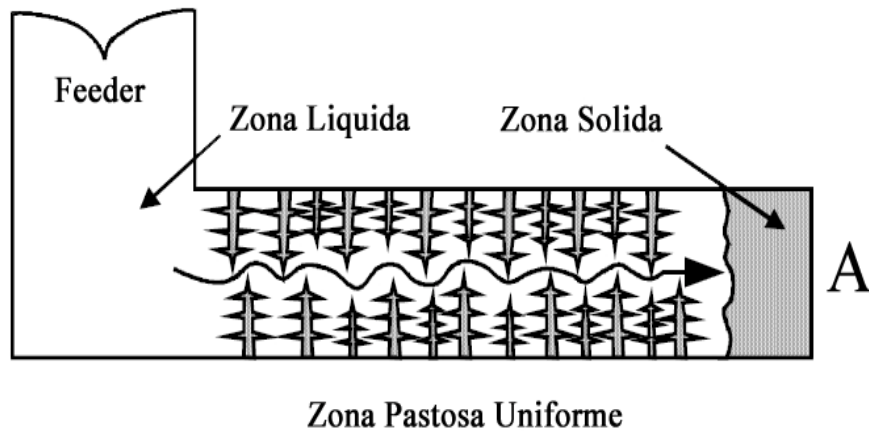


Fig. 2.1 [9]

c) Equazione di conservazione dell'energia

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u} h) - \nabla(\lambda \nabla T) = 0 \quad [3.5]$$

dove h è l'entalpia del metallo e λ è la conduttività termica.

Questa equazione di conservazione dell'energia non è altro che l'equazione di Fourier per la conduzione scritta in termini di entalpia

$$\lambda \nabla^2 T + q_g = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad [3.6]$$

dove q_g è il calore generato all'interno del sistema e c è il calore specifico. Nel modello di Procast, l'entalpia ha una formulazione del tipo [2.1]: si può così valutare la variazione di tale grandezza in relazione al cambiamento di fase.

Grazie a tali equazioni è possibile modellare il moto del metallo liquido all'interno della forma ed il flusso di calore verso l'esterno, simulando così il processo di formatura da liquido.

2.1.4 Il metodo delle differenze finite

Il metodo delle differenze finite è una tecnica dell'analisi numerica per la risoluzione approssimata di problemi comportanti equazioni differenziali difficilmente risolvibili con i classici metodi analitici, o per la complessità del dominio, o per la difficoltà di imporre le condizioni al contorno [1]. Nella sua applicazione più generale (problema su un dominio spazio-temporale) consiste nell'approssimare il dominio spaziale suddividendolo in sottodomini tutti uguali (segmenti se il problema è monodimensionale, quadrati se bidimensionale, cubi se tridimensionale), sufficientemente piccoli. I punti che individuano univocamente ciascun sottodominio (gli estremi se è un segmento, i vertici se è un quadrato o un cubo) vengono chiamati nodi, e la dimensione caratteristica, comune a tutti i sottodomini (lunghezza, lato o spigolo) viene impropriamente chiamata dimensione nodale. Il passo successivo consiste nel discretizzare il dominio temporale, suddividendolo in intervalli finiti successivi, di uguale lunghezza, sufficientemente piccoli. La lunghezza di tali intervalli è denominata time step. Si può dimostrare, che per un valore assegnato della dimensione nodale, e per ogni insieme di valori dei parametri del problema, esiste un valore massimo ammissibile del time step perché il problema risulti stabile. Per stabile si intende tale che gli errori non si propaghino, portando la soluzione che si ottiene a valori non conciliabili con la realtà fisica. Il concetto di stabilità è importante perché il metodo delle differenze finite è concepito proprio per risolvere i problemi con l'ausilio di software e calcolatori elettronici, nei quali sono sempre da mettere in conto gli errori di macchina (tipicamente gli errori di troncamento). Nei software più avanzati, comunque, la ricerca del time step ideale è automatica.

Una volta eseguita la discretizzazione del dominio, si passa all'approssimazione delle equazioni differenziali ad equazioni algebriche: per ogni nodo interno si riscrive l'equazione differenziale esprimendo il valore ivi assunto dalle derivate che compaiono nell'equazione differenziale stessa, mediante la loro espressione analitica, in cui l'incremento risulta però finito, e corrispondente alla dimensione nodale per le derivate spaziali, al time step per quelle temporali. Un'equazione differenziale diventa così un sistema di equazioni algebriche, avente per incognite i valori della funzione f in ciascun nodo, ad ogni time step successivo. Il sistema così ottenuto ancora non è risolvibile, in quanto bisogna imporre, come in una normale equazione differenziale, le condizioni iniziali (corrispondenti ai valori assunti dalla funzione nei vari nodi al tempo zero) ed al contorno, che si suppongono tutte note. L'imposizione delle condizioni al contorno avviene con modalità differenti se si parla di condizioni essenziali (cioè sul valore della funzione) o naturali (cioè sulla derivata). Condizioni essenziali: E' sufficiente imporre, nei nodi corrispondenti al contorno, il valore assunto dalla funzione in tali nodi al time step corrispondente. Condizioni naturali: per imporre le condizioni sulla derivata in un nodo sul contorno è necessario aggiungere un nodo fittizio esterno al dominio, che non ha significato fisico; il valore della funzione in tale nodo sarà quello che soddisfa le condizioni sulla derivata nel nodo reale (che diventa a tutti gli effetti un nodo interno), espressa in una delle forme viste prima, usando, appunto, il valore della funzione nel nodo fittizio.

2.1.5 Il metodo dei Volumi Finiti

Il metodo ai volumi finiti (FVM), si basa sulla discretizzazione della forma integrale delle equazioni di bilancio [1]:

$$\int_S \rho \phi \vec{v} \cdot \vec{n} dS = \int_S \Gamma \nabla \phi \cdot \vec{n} dS + \int_{\Omega} q_{\phi} d\Omega \quad \text{Equazione 1}$$

Il dominio computazionale è suddiviso in un numero finito di piccoli volumi di controllo (CV) per mezzo di una griglia che, in contrasto con la formulazione alle differenze finite, definisce i volumi di controllo, non i nodi computazionali. Vi sono vari modi di costruire i volumetti di controllo e ognuno può avere peculiarità utili in un'applicazione piuttosto che in un'altra. Il principio generale di partizione in volumi di controllo richiede, comunque, che non vi sia alcuna sovrapposizione tra 2 o più volumi elementari e che la somma di tutti i volumetti restituisca il volume totale.

2.1.5.1 Approssimazione degli integrali di superficie

In figura 2.2 è riportato un tipico volume di controllo 2D cartesiano. La superficie del CV può essere suddivisa in 4 facce piane, che si denotano generalmente con le lettere (e , w , n , s) per indicare le direzioni rispetto al nodo centrale P .

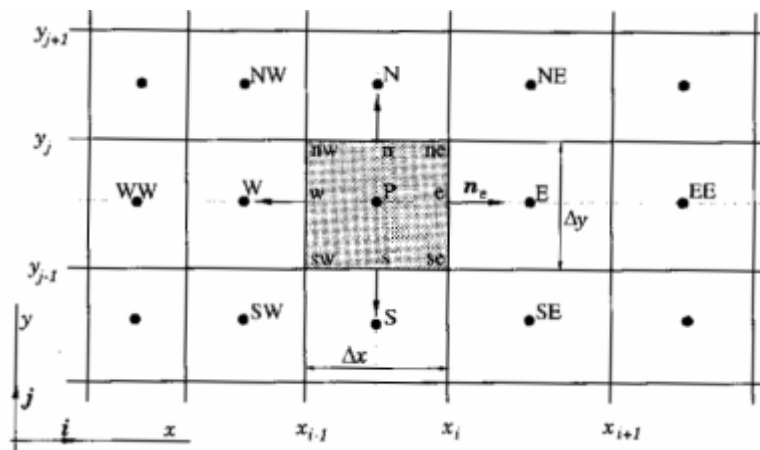


Figura 2.2 [1]

Il flusso netto attraverso il contorno del CV è la somma degli integrali sopra le quattro facce del CV stesso :

$$\int_S f dS = \sum_k \int_{S_k} f dS \quad \text{Equazione 2}$$

dove f è la componente del vettore convettivo ($\rho \phi \underline{v} \cdot \underline{n}$) o diffusivo ($\Gamma \nabla \phi \cdot \underline{n}$) nella direzione normale alla faccia del CV. Quando si suppone noto il campo di velocità e le proprietà del fluido, l'unica incognita è ϕ . Se il campo di velocità

non è noto, ci si trova di fronte ad un problema che coinvolge una coppia di equazioni non-lineari. Affinché sia rispettata la conservazione, è importante che i CV non si sovrappongano; ogni faccia del CV è unica. Per calcolare l'integrale superficiale di equaz.2 esattamente, occorre che sia noto l'integrando f in ogni punto della superficie S . Questa informazione non è disponibile; solamente il valore nodale (centro del CV) viene ad essere calcolato, sicché è necessario introdurre un'approssimazione. Tale approssimazione prevede, in realtà, due livelli di approssimazione :

- l'integrale è approssimato in termini dei valori delle variabili in uno o più posizioni sulla faccia della celletta;
- i valori sulla faccia della celletta sono approssimati in termini dei valori nodali (centro del CV).

La più semplice approssimazione dell'integrale è la regola del punto medio (*midpoint rule*) : l'integrale è approssimato come prodotto dell'integrando calcolato nel centro della faccia della cella (che è essa stessa un'approssimazione del valor medio sopra la superficie) e l'area della faccia della celletta :

$$F_e = \int_{S_e} f dS = \bar{f}_e S_e \approx f_e S_e \quad \text{Equazione 3}$$

Questa approssimazione dell'integrale – a condizione che il valore di f sia noto nel punto e - è del secondo ordine. Poiché il valore di f non è disponibile in tutte le facce delle celle, tali valori vanno ottenuti per interpolazione. Al fine di preservare l'accuratezza del secondo ordine, derivante dalla regola del valor medio per l'approssimazione dell'integrale superficiale, il valore di f_e deve essere ottenuto , come minimo, con un approssimazione del secondo ordine. Un'altra approssimazione del secondo ordine dell'integrale superficiale in 2D è la *regola del trapezio*, che fornisce :

$$F_e = \int_{S_e} f dS \approx \frac{S_e}{2} (f_{ne} - f_{se}) \quad \text{Equazione 4}$$

In tal caso abbiamo bisogno del valore dell'integrando negli angoli del CV.

Per approssimazioni dell'integrale superficiale, di ordine maggiore, l'integrando deve essere noto in più punti del dominio computazionale. Un'approssimazione del quarto ordine la si ottiene, ad esempio, applicando la *regola di Simpson*, che calcola l'integrale sopra S_e , come :

$$F_e = \int_{S_e} f dS \approx \frac{S_e}{2} (f_{ne} + 4f_e + f_{se}) \quad \text{Equazione 5}$$

In tal caso, però occorre conoscere i valori di f , in tre posizioni : nel centro della faccia della cella 'e' e nei due angoli, 'ne' ed 'se'. Al fine di continuare a mantenere l'accuratezza del quarto ordine, questi valori si devono ottenere per mezzo di interpolazioni dei valori nodali, per lo meno accurati come la regola di Simpson.

In 3D, è ancora la regola del punto medio ad essere la regola più semplice da applicare per ottenere un'approssimazione del secondo ordine. Approssimazioni che si spingono oltre il secondo ordine, richiedono la conoscenza dell'integrando in posizioni diverse, oltre a quella del centro della faccia della cella stessa. Ovviamente il problema, in tal caso viene a complicarsi leggermente, rispetto a quello del caso 2D. Se si assume che la variazione di f , abbia una forma particolarmente semplice (ex. Interpolazione polinomiale), l'integrazione è semplice. L'accuratezza dell'approssimazione quindi dipende dall'ordine della forma della funzione.

2.1.5.2 Approssimazione dell'integrale di volume

Alcuni termini nelle equazioni di trasporto, richiedono l'integrazione sopra il volume di un CV [5]. La più semplice approssimazione del secondo ordine, è quella di sostituire l'integrale di volume come il prodotto del valore medio della funzione integranda per il volume del CV stesso. In tal caso scriveremo :

$$Q_P = \int_{\Omega} q d\Omega = \bar{q} \Delta\Omega \approx q_P \Delta\Omega \quad \text{Equazione 6}$$

in cui q_P è il valore di q al centro del volumetto di controllo. Questa quantità si può facilmente calcolare; poiché tutte le variabili sono note nel nodo P , non è

necessaria alcuna interpolazione. La precedente approssimazione diviene esatta se q è costante o varia linearmente all'interno del CV; altrimenti, l'approssimazione [2.86], presenta comunque un errore del secondo ordine. Un'approssimazione di ordine superiore al secondo, prevede la conoscenza di q in molti punti del volumetto di controllo, oltre al centro. Questi valori si ottengono per interpolazione dei valori nodali o, comunque, usando appropriate funzioni.

2.1.5.3 Interpolazione

Le approssimazioni degli integrali richiedono i valori delle variabili in posizioni diverse da quelle dei nodi computazionali (centri dei CV) [6]. L'integrando, che abbiamo in precedenza indicato con il simbolo f , coinvolge il prodotto di diverse variabili e/o gradienti di variabili in quelle posizioni : $f^c = \rho \underline{v} \cdot \underline{n}$ per il flusso convettivo e $f^d = \Gamma \nabla \phi \cdot \underline{n}$ per il flusso diffusivo. Assumeremo che il campo di velocità e le proprietà fluidodinamiche ρ e Γ , siano note in tutti i punti del campo computazionale. Per calcolare i flussi convettivi e diffusivi, il valore di ϕ e dei suoi gradienti normali alla faccia della cella, devono essere noti in uno o più posizioni sulla superficie del CV. Gli integrali di volume dei termini di produzione, richiedono essi stessi la conoscenza di questi valori. Tali valori vanno espressi in termini dei valori nodali per interpolazione.

2.1.5.4 Implementazione delle condizioni al contorno

Le condizioni al contorno che sono necessarie ad un metodo FV, richiedono la conoscenza dei flussi convettivi e diffusivi sulla frontiera del dominio. Per essi, quindi, sono necessarie la conoscenza delle condizioni sulle variabili di bilancio, se note, oppure la definizione di opportune relazioni di chiusura che devono rispettare il carattere matematico dell'equazione di bilancio. Solitamente i flussi convettivi sono noti sul contorno. I flussi convettivi sono nulli per pareti impermeabili e sui piani di simmetria. In uscita le condizioni sul flusso derivano, in generale, da considerazioni sull'iperbolicità del campo, assumendo, ad esempio, nullo il contributo viscoso e determinando in tal modo solo il termine

convettivo in uscita in funzione dei valori che sono all'interno. I flussi diffusivi, analogamente, sono o noti da condizioni fisiche oppure da relazioni che coinvolgono i gradienti delle specie.

2.2 PROCAST: IL MODELLO DI PREVISIONE DELLE POROSITÀ

Il modello di previsione delle porosità utilizzato da Procast è quello elaborato da Pequet, Gremaud e Rappaz [7]. Esso utilizza la legge di Darcy [3.4] per descrivere il moto del metallo fuso all'interno della *mushy zone* . Tale moto si può supporre essere governato dal solo campo di pressione (in assenza di pori). La pressione locale nel liquido, $p_l(x, t)$, è fatta di diversi contributi

$$p_l = p_a + p_m + p_d \quad [3.11]$$

dove il primo termine è la pressione atmosferica, il secondo la pressione metallostatica ed il terzo è il contributo dinamico

$$\frac{p_d}{\rho} = gh + \frac{\Delta v^2}{2} \quad [3.11]$$

dove h è la differenza di quota che il fluido attraversa e Δv è la differenza di velocità tra due diversi punti. Trascurando nel campo delle pressioni il contributo della pressione atmosferica e sostituendo la [3.11] nella [3.4], si ottiene

$$\bar{v} = -\frac{K}{\mu} (\nabla p_l - \rho_l g) \quad [3.12]$$

dove ρ_l è la densità del liquido e μ è la viscosità dinamica che si può calcolare tramite l'espressione

$$\mu = \mu_0 e^{\left(\frac{E_\mu}{RT}\right)} \quad [3.13]$$

dove μ_0 è la viscosità ad un'alta temperatura, E_μ è un'energia di attivazione ed R è la costante universale dei gas.

La permeabilità K è invece una funzione della frazione di solido g_s e dello SDAS (*secondary dendrite arm spacing*) λ_2 , e può essere determinato tramite l'equazione

$$K(g_s(t), \lambda_2(t)) = \frac{(1 - g_s(t))^3}{g_s(t)^2} \frac{\lambda_2^2(t)}{180} \quad [3.14]$$

Lo SDAS può essere calcolato tramite la [2.26] di pagina 53.

A questo punto per poter valutare la caduta di pressione nella *mushy zone* occorre chiamare in causa l'equazione di conservazione della massa, che nella sua forma generale ha un'espressione del tipo [8]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \quad [3.15]$$

Nel nostro caso, considerando che la fase solida non si muove e non si deforma e che in aggiunta si può trascurare la densità dei pori, l'equazione di conservazione della massa diventa

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_s g_s + \rho_l g_l] + \nabla(\rho_l g_l v_l) = 0 \quad [3.16]$$

Se la formazione dei pori è già iniziata, la frazione di liquido è data da

$$g_l = 1 - g_s - g_p \quad [3.17]$$

dove g_l , g_s e g_p sono rispettivamente le frazioni volumetriche di liquido, solido e pori. Combinando la [3.16] e la [3.17] con la [3.12] si ottiene la seguente relazione

$$\begin{aligned} \nabla \left[-\rho_l \frac{K}{\mu} (\nabla p_l - \rho_l g) \right] - \rho_l \frac{\partial g_p}{\partial t} \\ = -(\rho_s - \rho_l) \frac{\partial g_s}{\partial t} - (1 - g_s - g_p) \frac{\partial \rho_l}{\partial t} - g_s \frac{\partial \rho_s}{\partial t} \end{aligned}$$

Questa equazione evidenzia il fatto che il ritiro di solidificazione, rappresentato dal primo termine della parte di destra dell'equazione, e la variazione della densità durante la solidificazione, rappresentata dagli ultimi due termini della parte di destra, vengono compensati dal flusso di metallo liquido (primo termine della parte di sinistra) e dalla formazione di pori (secondo termine della parte di sinistra). Siccome il prodotto tra frazione volumetrica di porosità e variazione della densità nel liquido è estremamente piccolo e può quindi essere trascurato, l'equazione precedente può essere riscritta nel modo seguente

$$\nabla \left[-\rho_l \frac{K}{\mu} (\nabla p_l - \rho_l g) \right] - \rho_l \frac{\partial g_p}{\partial t} = -\frac{\partial \langle \rho \rangle_0}{\partial t} = -\frac{d \langle \rho \rangle_0}{dt} \frac{\partial T}{\partial t} \quad [3.18]$$

dove $\langle \rho \rangle_0 = (\rho_s g_s + \rho_l (1 - g_s))$ è la massa media dell'insieme solido-liquido senza porosità. Tale valore può essere determinato tramite una misura di densità oppure utilizzando un modello di solidificazione per $g_s(T)$ e conoscendo la densità di ogni singola fase. Come si può notare, quest'ultima equazione contiene due campi di tipo scalare: $p_l(x, t)$ e $g_p(x, t)$. Ora, nel caso non si abbia la formazione di pori il problema è ben posto, l'unica incognita che resta è la pressione e si può quindi risolvere l'equazione. Nel caso invece si abbia la formazione di pori, per poter essere risolta, la [3.18] necessita di appropriate condizioni al contorno e di un'ulteriore equazione di stato che possa mettere in relazione tali due campi. Nel caso delle leghe di alluminio, questa equazione aggiuntiva è fornita dalla segregazione e precipitazione dell'idrogeno. Con formazione di pori, l'equazione di conservazione di tale elemento può essere scritta in questo modo:

$$[H]_0 \rho_l = [H]_s \rho_s g_s + [H]_l \rho_l (1 - g_s - g_p) + \alpha \frac{g_p p_p}{T} \quad [3.19]$$

dove α è un fattore di conversione per i gas, p_p è la pressione nei pori, T è la temperatura espressa in K e $[H]_0$, $[H]_s$ e $[H]_l$ sono rispettivamente le concentrazioni di idrogeno nel complesso liquido-solido, nel solido e nel liquido.

Tali concentrazioni del gas in ogni fase possono essere calcolate mediante la legge di Sieverts

$$[H](T, p_p, c_l) = S(T, c) \sqrt{\frac{p_p}{p_0}} \quad [3.20]$$

dove S è una costante di equilibrio calcolabile per ogni fase con la regola della leva e dipende dalla temperatura e dalla concentrazione di soluto, p_0 è la pressione standard e c_l è la concentrazione di soluto per unità di massa. Come si può notare osservando la [3.20], la concentrazione di idrogeno nelle due fasi è funzione della pressione all'interno dei pori e non di quella nel liquido: questo è dovuto al fatto che i “depositi” del gas (le bolle), con cui le due fasi sono in equilibrio, sono di forma curva, per cui è la loro pressione interna a determinarne la possibilità di esistenza e le dimensioni. Occorre quindi determinare la pressione all'interno dei pori tramite la seguente relazione

$$p_p = p_l + \Delta p_r \quad [3.21]$$

dove Δp_r è la sovrappressione dovuta ad effetti di capillarità. Combinando la [3.21] con la legge di Laplace si può determinare il raggio di curvatura del poro in funzione della pressione che regna al suo interno

$$\Delta p_r = p_p - p_l = \frac{2\sigma_{lg}}{r} \quad [3.22]$$

dove r è il raggio di curvatura del poro e σ_{lg} è l'energia di interfaccia tra liquido e gas. A questo punto se si riesce a determinare il raggio di curvatura dei pori r , tramite la [3.22] si può calcolare la pressione all'interno dei pori p_p , che sostituita all'interno della [3.19] permette di determinare la frazione di porosità g_p e di poter così risolvere la [3.18], essendo l'unica incognita rimasta p_l . Per poter determinare r occorre analizzare il processo di nucleazione ed accrescimento dei pori nella fase liquida interdendritica. Occorre innanzi tutto considerare il fatto che

perché si abbia nucleazione di un poro la concentrazione di gas presente nel liquido deve superare il limite di saturazione. Tenendo conto del fatto che la solubilità di un gas in un liquido è funzione della temperatura e della pressione, si possono individuare tre cause che posso portare la concentrazione di idrogeno a superare il limite di saturazione: l'aumento di $[H]_l$ nel liquido a causa della sua maggiore solubilità in questa fase rispetto a quella solida, la caduta di pressione che subisce il metallo fuso lungo la *mushy zone* e la diminuzione della temperatura. Quando la concentrazione di idrogeno supera il limite di saturazione $[H]_l^*(T, p_l, c_l)$ (vedi grafico in fig. 3.2), si assume che la nucleazione dei pori avvenga con una densità fissa n_0 . Definendo $[\Delta H]_l^n$ come la concentrazione soprassatura necessaria per avere la nucleazione dei pori, la condizione perché questi si formino è

$$[H]_l(g_s) \geq [H]_l^*(T, p_l, c_l) + [\Delta H]_l^n \quad [3.23]$$

Secondo tale modello, la grandezza $[\Delta H]_l^n$ può essere messa in relazione con un raggio critico di nucleazione r_0 , uguagliando il termine di destra della disequazione [3.23] con $[H]_l^*(T, p_p, c_l)$ calcolato tramite la [3.20]. In tal modo si può ottenere un valore critico della pressione p_p , che inserita nella [3.22] consente di calcolare il valore critico r_0 . Se la nucleazione è esclusivamente di tipo eterogeneo (il che comporta alti valori di r_0 e bassi valori di $[\Delta H]_l^n$), è necessaria la presenza di una fase cosiddetta non bagnante nel liquido, come possono essere delle particelle di ossido (fig. 2.3).

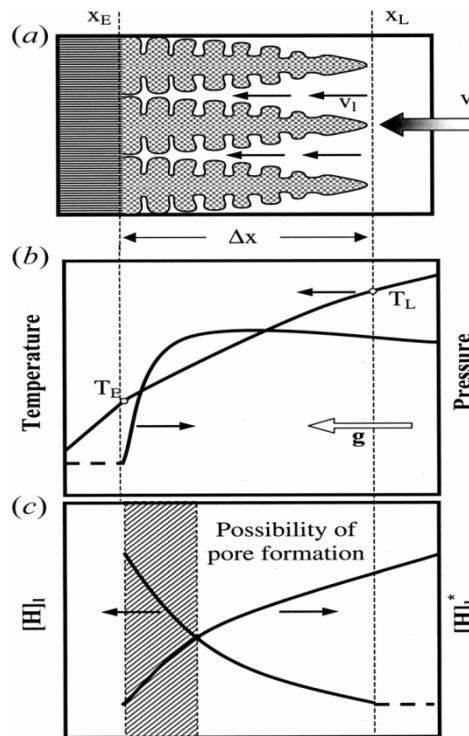


Fig. 2.3: (a) rappresentazione schematica della mushy zone; (b) andamenti della pressione e della temperatura; (c) andamenti della concentrazione e della massima solubilità del gas.[10]

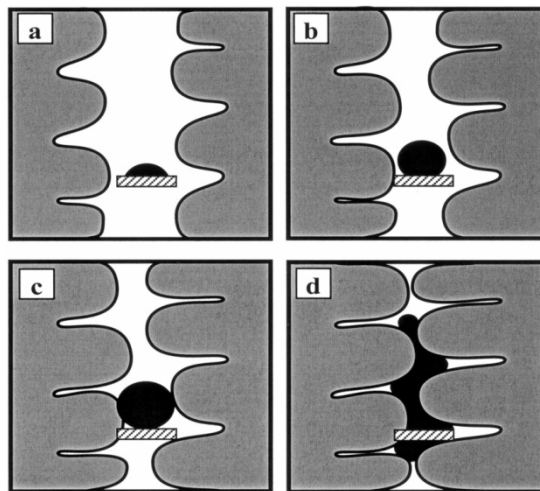


Fig. 2.4: varie tappe dello sviluppo di un poro: (a) subito dopo la nucleazione su una particella di ossido; (b) crescita iniziale; (c) ultima fase della crescita; (d) fasi in cui la crescita è influenzata dalla struttura dendritica.[9]

Nelle prime fasi della loro vita, i pori possono approssimativamente essere considerati di forma sferica con un raggio variabile con il trascorrere del tempo, finché la loro crescita non va ad interferire con la struttura dendritica della fase

solida (fig. 2.4). Così, viene assunto un valore costante di r_0 finché la forma del poro può essere ritenuta sferica; da quel momento in poi, tale grandezza diventa una funzione della frazione di solido g_s e dello SDAS λ_2 , in modo tale da modellare la difficoltà del poro a crescere all'interno di una struttura dendritica. L'andamento di questo raggio di curvatura durante la solidificazione può essere espresso nel modo seguente

$$r(g_s, \lambda_2) = \max \left[r_0; \min \left\{ \left(\frac{3g_E}{4\pi n_0} \right)^{1/3}; \frac{\lambda_2 (1-g_s)}{2 g_s} \right\} \right]$$

Tale espressione vale finché $g_s = (1 - g_e)$, dove g_e è la frazione di fase eutettica alla fine della solidificazione. La comparsa della fase eutettica rappresenta infatti la fine della solidificazione e quindi l'impossibilità per i pori di svilupparsi ulteriormente. Come si può notare, questo modello tiene in considerazione sia l'effetto del salto di pressione nella *mushy zone*, sia l'effetto dei gas disciolti nel metallo: in realtà, però, tale modello considera come unica causa della nucleazione dei pori la presenza dell'idrogeno nella lega. Ciò dimostra, come già sottolineato in precedenza, la difficoltà di elaborazione di un modello ideale di previsione delle porosità che tenga in considerazione tutti i fenomeni fisici in gioco.

Soluzione adottata dal simulatore Innanzi tutto, per la soluzione di tale modello, occorre osservare il fatto che il contributo dinamico al campo di pressione nella zona completamente liquida è molto inferiore rispetto alla caduta di pressione subita dal metallo liquido nella *mushy zone*, cosicché risulta necessario risolvere le equazioni finora descritte solo all'interno di tale zona. Durante il processo di solidificazione occorre anche analizzare la transizione che porta alla trasformazione di zone aperte (cioè in contatto con una superficie libera) in zone completamente chiuse (cioè interamente circondate dal solido o dalla forma): in alcuni istanti di tale trasformazione, infatti, tali zone possono essere interamente circondate dalla *mushy zone*, con i conseguenti problemi nel flusso del metallo liquido già descritti in precedenza.

Uno dei problemi nell'applicazione del metodo degli elementi finiti è l'accuratezza con cui la griglia riesce a descrivere la geometria in questione. Uno dei vantaggi che comporta l'utilizzo di griglie non strutturate, tipiche del metodo agli elementi finiti, rispetto a griglie strutturate, tipiche del metodo delle differenze finite, è che nel secondo caso è necessario un numero maggiore di elementi e di nodi per poter descrivere geometrie complesse all'interno del getto; in questo caso, però sarà maggiore anche il numero di nodi generati lungo la *mushy zone*. Un maggior numero di nodi ed elementi generati sull'intero getto, però, aumenta notevolmente i tempi di calcolo, senza necessariamente generare abbastanza nodi lungo la *mushy zone* per poter risolvere in modo preciso le equazioni di previsione delle porosità. Il metodo proposto nell'Advanced Porosity consiste nel sovrapporre alla griglia non strutturata utilizzata per risolvere le equazioni del flusso termico, una griglia più fine, con un numero maggiore di nodi e di elementi strutturati chiamati "celle". Esse vengono numerate in modo ordinato seguendo le tre direzioni x, y, z. Avanzando la *mushy zone* nel tempo, le celle che ne entrano a far parte vengono attivate e le equazioni che governano la nascita e crescita dei pori vengono risolte solo in questa zona. Un elemento viene considerato appartenente a tale zona quando l'intervallo di temperature compreso tra la massima e la minima dei suoi nodi coincide con quello tra temperatura del *liquidus* e del *solidus* della lega. In questo metodo la dimensione delle celle generate è indipendente dalla microstruttura ottenuta alla fine della solidificazione, ma è dettata dal numero N_{sl} di nodi che sono necessari lungo la *mushy zone*. Indicando con G_{max} il massimo gradiente termico nel getto e con ΔT l'intervallo di solidificazione, la dimensione delle celle può essere calcolata nel modo seguente

$$\alpha = \frac{\Delta T}{G_{max}} \frac{1}{N_{sl}}$$

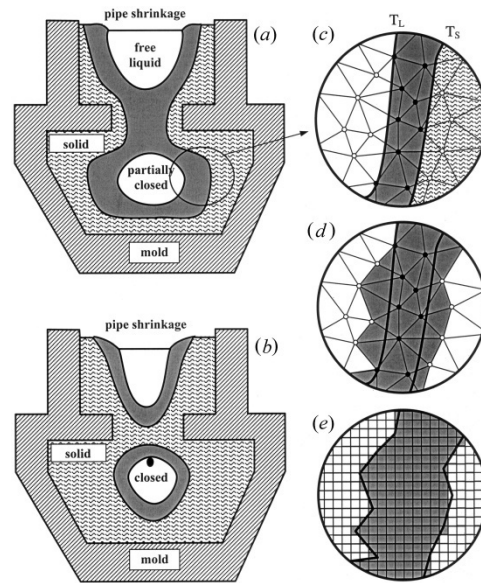


Fig. 2.5: è qui illustrata l'evoluzione di una zona parzialmente chiusa (a), ad una zona totalmente chiusa (b); le immagini (c) e (d) mostrano che solo alcuni nodi delle meshes cadono nella mushy zone; l'immagine (e) mostra invece la griglia fine formata da celle regolari di forma quadrata, della quale vengono attivate le sole celle appartenenti alla mushy zone, in grigio scuro nella figura.[9]

2.3 PROCAST: IL MODELLO PER LA SIMULAZIONE DELLA CRESCITA DELLE DENDRITI

2.3.1. Introduzione

la scala microscopica di un processo di solidificazione (di solito cm-m), la dimensione dei grani (in mm-cm) e la lunghezza caratteristica della microstruttura (μm) coprono sei ordini di grandezza e non possono essere considerate simultaneamente.

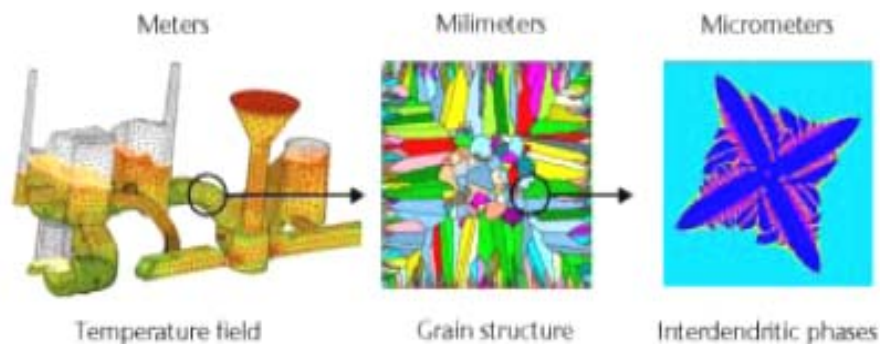


Figura 2.6: Ordini di grandezza coinvolti nella modellazione microstrutturale [9]

Al fine di ottenere risultati termici, fluidodinamici e di macro segregazione si impiegano mesh grossolane: discretizzazioni agli elementi finiti sono molto adatte per queste applicazioni, dato che permettono una descrizione precisa di geometrie complesse, con un ridotto numero di elementi. Tuttavia, come evidenziato in Figura, questa mesh iniziale è troppo grossolana per affrontare caratteristiche microscopiche dettagliate. Una mesh grossa quindi non può essere utilizzata come un 'microscopio', poiché la sua risoluzione è troppo bassa.

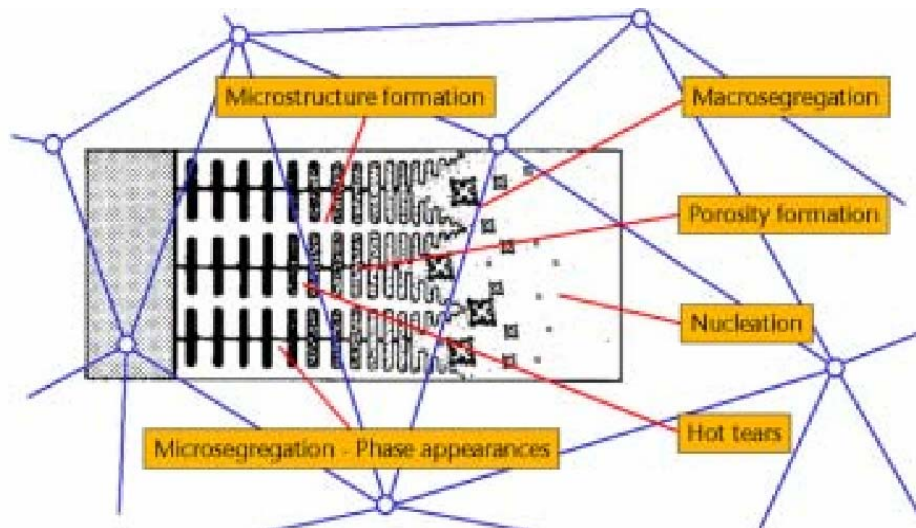


Figura 2.7: La microstruttura si forma all'interno della zona pastosa, dove la mesh è tradizionalmente più grossolana (ottimizzata per calcoli macroscopici).[9]

La soluzione più semplice al fine di raggiungere una risoluzione soddisfacente sarebbe di avere inizialmente una mesh fine per tutto il getto. Il principale svantaggio di questa tecnica è il conseguente aumento di tempo di calcolo per lo studio macroscopico. Le soluzioni più avanzate consistono nel fornire una mesh multi-scala per le applicazioni di problemi multi-scala. Come illustrato nella figura 2.8, una maglia grossolana è usata per fenomeni macroscopici, e, contemporaneamente, una maglia molto fine per calcoli microscopici.

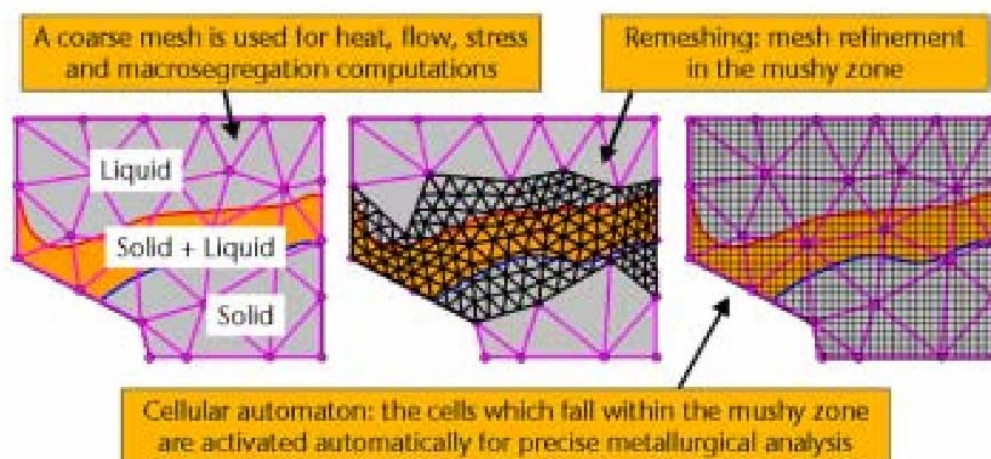


Figura 2.8: Descrizione schematica di multi-scala / multi-mesh dei metodi cellular automata: La zona pastosa è identificata nel corso calcolo, e un infittimento di mesh è automaticamente attivato.[9]

Negli ultimi anni sono state sviluppate due tecniche in questo campo:

1. Simulazione della microstruttura usando metodi phase-field e di tipo front-tracking.
2. Simulazione della microstruttura usando metodi fisicamente basati sul Cellular Automata o “Granular Dynamics”.

La prima soluzione è quella di utilizzare un infittimento di mesh dinamico, dove la dimensione delle maglie è adattata per ogni time step. Infatti, una mesh fine è richiesta essenzialmente al livello della zona pastosa, in quanto durante la solidificazione all'interno di tale zona sono sviluppate la maggior parte delle caratteristiche microstrutturali. Pertanto, un infittimento della mesh in grado di far fronte ad una maggiore densità di mesh in specifiche posizioni, quando queste locazioni cade all'interno della zona pastosa. Il vantaggio di questa tecnica è quello di fornire alta risoluzione solo nel caso in cui ciò si renda necessario. Lo svantaggio invece si trova essenzialmente nelle dimensioni del file dei risultati (la nuova maglia creata deve essere salvata ogni step) e nella complessità numerica inerente alla creazione della nuove mesh. Questi modelli sono ben adattati per problemi di contorni mobili e modelli di microsegregazione 2D o 3D, come strumenti di simulazione meccanica che trattano grandi deformazioni. Tipiche applicazioni inoltre sono l'analisi della crescita delle dendriti e di morfologie cellulari, includendo l'anisotropia della tensione superficie, gradienti termici e zone segregate, come nella colata continua. La seconda soluzione, che è ampiamente utilizzata in moduli avanzati di solidificazione, è il cellular automaton. Questa tecnica si avvale inizialmente di due maglie: una maglia grossa (elementi finiti) per calcoli macroscopici, e una maglia fine (celle) per calcoli microscopici. La seconda maglia è attivata tuttavia solo quando le cellule rientrano nella zona pastosa. Questa

tecnica non aumenta notevolmente le dimensioni del file dei risultati, è estremamente robusta (non c'è la crezione della mesh per ogni step) e permette calcoli eseguiti simultaneamente con il calcolo macroscopico (accoppiato), o come post processore sulla base di risultati macroscopici disponibili (disaccoppiato).

2.3.2 Modellazione della microstruttura: concetti e parole chiave

Nei processi di fusione quattro sono le equazioni di conservazione che governano i fenomeni macroscopici e microscopici: conservazione della massa, conservazione del momento, conservazione dell'energia e conservazione del soluto. Queste fondamentali equazioni sono completate dalle equazioni costitutive, che descrivono sia fenomeni macroscopici, come quelle che correlano il comportamento di un materiale con la sua corrispondenti proprietà (per esempio, la prima legge Fick consente il collegamento tra il coefficiente di diffusione e l'equazione di conservazione del soluto, o la legge di Fourier collega la conducibilità termica con la conservazione di energia), come pure quelle relative alla fluidodinamica di riempimento, il flusso di calore e la deformazione. Ci sono poi anche equazioni costitutive che descrivono la formazione di microstruttura: una formulazione entalpica, ad esempio, prende in considerazione l'emissione di calore latente relativa alla solidificazione e alle successive trasformazioni allo stato solido. Se si ipotizza poi una continuità media le equazioni di conservazione si possono applicare dappertutto nonostante il cambiamento nella scala delle caratteristica da modellare (micro contro macro). I primi modelli di previsione microstrutturale che sono stati sviluppati (1980') sono oggi classificati sotto il nome di modelli deterministici. Questo termine, deterministico, è stato essenzialmente introdotti più avanti in opposizione a stocastico. Deterministico significa che il risultato di un calcolo è completamente determinato dalle condizioni iniziali ed al contorno. Ciò significa che, per un specifica serie di condizioni di calcolo, ogni risultato della simulazione sarà identico. Il termine in questione si riferisce inoltre anche a dei

quantitativi medi. Ad esempio, un modello deterministico, fornirebbe la granulometria media, al contrario della descrizione di ogni singolo grano. Tipici risultati di questo tipo di modello nella simulazione di colata sono la granulometria, la spaziatura interdendritica, la frazione di fase, la composizione media, il raggio della grafite, ecc. Nei modelli stocastici invece i fenomeni fisici specifici sono descritti utilizzando dei numeri casuali: il risultato della simulazione, di conseguenza, può variare tra ogni esecuzione. Questi modelli sono molto adatti per la previsione di nucleazione di nuove caratteristiche microstrutturali. Ad esempio, gli orientamenti e siti di nucleazione dei nuovi grani saranno selezionati in modo casuale. Tuttavia questi metodi consentono di combinare contemporaneamente anche aspetti deterministici, come il numero di nuclei attivi in funzione del sottoraffreddamento. Dalla metà del 1990 si sono sviluppati nuovi approcci per la modellazione della microstruttura, estendendo le capacità di modelli deterministici e stocastici, con l'obiettivo di fornire una diretta descrizione dell'evoluzione morfologica del grano e dei modelli di microsegregazione in una selezionata zona del getto.

2.3.3. Simulazione delle microstrutture dei grani combinando metodi deterministici e stocastici

Il principio generale dei metodi di ultima generazione è di combinar gli aspetti deterministici del comportamento fisico della solidificazione (velocità di nucleazione, cinetica di crescita, diffusione di calore), con la natura casuale di certi fenomeni, come la posizioni dei grani nello spazio e le orientazioni cristallografiche [11]. Questi metodi sono stati sviluppati per predire la competizione dei grani nella zona colonnare, la loro evoluzione e la rappresentazione della microstruttura, quindi la transizione della morfologia da equiassica a colonnare e viceversa. Bisogna sottolineare che l'aspetto stocastico è

legato alla nucleazione (posizionamento random e orientazione dei nuclei) mentre la crescita è trattata in maniera deterministica. Si possono distinguere due modelli:

1. Cellular Automata (CA), che è stato sviluppato per le strutture dendritiche dei grani. In queste tecniche il dominio di solidificazione è monitorato con un arrangiamento regolare di celle, ogni grano è descritto da un gruppo di celle, e quelle che si trovano al confine, in contatto con celle liquide, sono attive per il calcolo del processo di accrescimento.
2. “Granular Dynamics” (GD), in cui la superficie di ogni grano è suddivisa in un insieme di piccole faccette. La crescita di ogni grano è descritta da alcuni parametri come la posizione del centro, la posizione radiale delle faccette e il loro stato (a contatto con il liquido o con il solido). Queste ultime tecniche sono più appropriate per le morfologie sferiche, per esempio morfologie equiassiche.

2.3.4 Il modello CA-FE nel caso bidimensionale

Agli inizi degli anni novanta, Rappaz e altri hanno sviluppato un nuovo algoritmo basato sulla tecnica Cellular Automata (CA) bidimensionale, proposto per la simulazione della formazione dei grani dendritici durante la solidificazione. Il modello CA prende in considerazione la nucleazione eterogenea, la cinetica di crescita e la direzione preferenziale di crescita delle dendriti [11]. Questo algoritmo CA, che si può applicare in situazioni di temperatura non uniforme, è completamente collegato ad un calcolo del flusso di calore con il metodo degli Elementi Finiti (FE) basato sulla formulazione entalpica. Ad ogni intervallo del calcolo, la temperatura in ogni posizione delle celle è interpolata dalle temperature nei nodi del FE così da calcolare nucleazione e crescita dei grani. Nella versione bidimensionale l'estensione di un grano in una regione di liquido è per prima cosa riprodotto con la crescita di ramificazioni secondarie e terziarie, che per ipotesi vengono assunte piane e isoterme [12] [13]. Queste ramificazioni sono a contatto con un liquido maggiormente sottoraffreddato del corpo primario della dendrite e

perciò si accrescono più velocemente. A causa di questo meccanismo sorge una competizione tra i grani colonnari adiacenti, e alcuni di essi cresceranno con un inclinazione di un angolo θ rispetto al gradiente termico. Nella figura 1 è illustrato come avviene questo meccanismo di selezione. I due grani colonnari sulla destra e sulla sinistra di questa figura sono ipotizzati perfettamente orientati nella direzione del flusso di calore (direzione principale $\langle 100 \rangle$), mentre le dendriti che appartengono ai grani centrali hanno la loro direzione principale, $\langle 100 \rangle$, inclinata di un angolo θ rispetto al gradiente termico. Per seguire la velocità, v_L , del liquido che si trova alla temperatura T_L , le dendriti inclinate devono crescere con una velocità maggiore, v_θ , e saranno a contatto con una zona in cui il sottoraffreddamento sarà più alto, $\Delta T(v_\theta)$. Se il gradiente termico G è costante, le punte delle dendriti inclinate giacciono leggermente indietro rispetto alle punte delle dendriti meglio allineate ($\Delta z_\theta > \Delta z_0$, dove Δz è la distanza tra il liquido isoterma e l'apice della dendrite primaria). Si incontrano due diversi meccanismi di competizione tra i grani: tra il grano sulla sinistra e quello centrale, le direzioni $\langle 100 \rangle$ convergono e il bordo grano è bloccato nella direzione della dendrite meglio allineata; mentre tra il grano centrale e quello sulla destra, le direzioni del ramo principale della dendrite divergono e si forma, in modo continuo durante la solidificazione, una regione di liquido aperta. I rami secondari possono crescere in questa regione da entrambi i lati della dendrite e, alla fine, il bordo grano si trova in una posizione intermedia tra 0 e θ . Poiché il grano intermedio non può espandersi verso sinistra, è gradualmente sorpassato dal grano di destra e ci si aspetta che scompaia del tutto dopo una certa distanza.

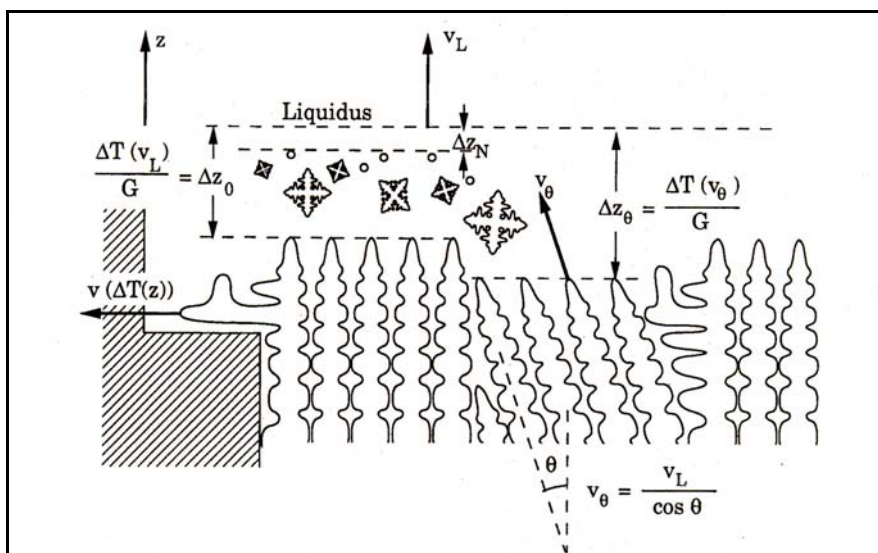


Fig 2.9: diagramma schematico che mostra il meccanismo di competizione tra le dendriti.[11]

Infine, all'interno della regione sottoraffreddata davanti ai grani colonnari, si formano i grani equiassici per nucleazione eterogenea, che a loro volta possono eventualmente bloccare i grani colonnari se hanno abbastanza tempo per crescere.

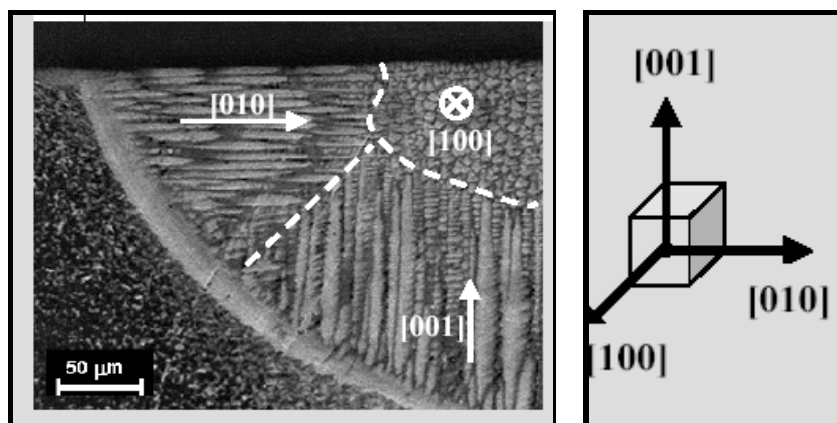


Fig 2.10: mostra chiaramente le direzioni preferenziali di accrescimento dendritico.[12]

Il dominio della simulazione nel CAFE è diviso in un certo numero, N_e , di elementi, come per qualsiasi calcolo con il metodo degli elementi finiti. Questi elementi sono usati nel calcolo del flusso di calore: la temperatura, T_i , e l'entalpia, H_i , sono definite in ogni nodo della maglia. L'entalpia (a pressione costante) viene

mantenuta come variabile libera, mentre i valori di temperatura che compaiono nel termine diffusivo dell'equazione del flusso di calore sono inglobati nell'intervallo di calcolo successivo. In questo modo si trovano le variazioni di entalpia, ΔH_i , nei nodi degli elementi finiti per ogni istante. Per tutti i nodi che non appartengono al mezzo che sta solidificando (per esempio lo stampo), la conversione di ΔH_i in una variazione di temperatura, ΔT_i , è immediata usando una relazione entalpia-temperatura. Per questi nodi posizionati all'interno della lega che solidifica, queste variazioni, ΔH_i , sono convertite in accordo con il Cellular Automata. Prima di iniziare il calcolo della solidificazione, il volume del fuso è suddiviso in N_c celle quadrate regolari imposte sulla mesh degli elementi finiti, questa meshatura è totalmente automatizzata nel preprocessore, una volta create le mesh degli elementi finiti. Per ogni cella, v , vengono definite le seguenti entità:

1. L'indice dell'elemento a cui la cella appartiene.
2. Il coefficiente che permette l'interpolazione di ogni campo dai nodi degli elementi finiti alle celle del Cellular Automata.
3. Un indice di “riferimento” di confine, uguale a zero se la cella appartiene alla massa del liquido, e uguale al numero di riferimento del confine corrispondente se è sulla superficie del dominio.
4. Un indice cristallografico, Ic_v , che inizialmente è impostato a zero per indicare che la cella è liquida; durante la solidificazione questo indice diventa positivo e ogni valore corrisponde ad una data inclinazione dello sviluppo della dendrite all'interno della cella rispetto agli assi di sviluppo del CA. La transizione dell'indice, che è la base dell'algoritmo CA, può avvenire secondo il meccanismo di nucleazione e crescita della dendrite come descritto in seguito. Per quanto riguarda la nucleazione all'interno della massa del provino, un certo numero di “celle di nucleazione” sono selezionate in modo random prima di iniziare il calcolo della solidificazione. Il numero di queste celle e il loro sottoraffreddamento critico di nucleazione, ΔT_v^{nuc} , sono scelti secondo una predeterminata legge di distribuzione (legge Gaussiana). Una simile procedura è applicata alle celle che

appartengono ai vari confini del dominio con una appropriata distribuzione di nucleazione. Se ad un tempo fissato la temperatura locale T_v^t , di una cella di nucleazione che è ancora liquida, diventa minore della temperatura di nucleazione prescritta ($T_L - \Delta T_v^{nuc}$), allora si forma un nuovo grano. L'indice Ic_v di questa cella, a questo punto, è selezionato casualmente tra diverse classi di orientazioni predeterminate. Lo sviluppo dendritico iniziato dalla cella di nucleazione ha le direzioni $\langle 100 \rangle$ date dalla corrispondente classe di orientazione. Il perimetro dello sviluppo dendritico è assimilato localmente ad un quadrato, le cui diagonali crescono con la velocità della punta della dendrite. Questa velocità v è una funzione del sottoraffreddamento locale, ΔT_v , della cella v . Ad un certo istante lo sviluppo dendritico raggiunge la posizione delle quattro celle vicine, μ ; la procedura di crescita per la cella centrale è interrotta e ricomincia da queste vicine, usando i loro sottoraffreddamenti corrispondenti. L'indice cristallografico è trasmesso attraverso questo processo di crescita. Questo semplice algoritmo CA di crescita, che permette la propagazione delle dendriti da cella a cella ha un grosso problema: devia l'orientazione originale dei grani verso le direzioni degli assi del Cellular Automata, perciò sono stati messi a punto degli algoritmi più precisi per aggirare il problema. Poiché l'estensione dello sviluppo dendritico associato ad ogni nucleo è simulato dall'estensione del perimetro del grano, la competizione dei grani e quindi i loro contorni sono un output diretto del modello CAFE. Sapendo come si propagano le dendriti usando l'algoritmo CA, la variazione della frazione volumetrica di solido di ogni cella, $\Delta f_{s,v}$, può essere facilmente calcolata ad ogni istante in accordo con i seguenti casi:

1. La cella v è liquida all'istante t e non è catturata da un grano in crescita durante Δt . Quindi $\Delta f_{s,v} = 0$.
2. La cella v è una cella di nucleazione ed è ancora liquida all'istante t . Se $T_v^t \leq T_L - \Delta T_v^{nuc}$, allora avviene la nucleazione e $\Delta f_{s,v} = F_s(T_L - \Delta T_v^{nuc})$, dove $F_s(T)$ è la funzione che dà la frazione di solido in accordo con il modello di Scheil.

3. Una cella liquida v è catturata da un grano in crescita alla temperatura T_v^t , in questo caso $\Delta f_{s,v} = F(T_v^t)$.
4. La cella è mushy ($0 < f_{s,v} < 1$) nel qual caso l'evoluzione della frazione di solido è calcolata in accordo con Scheil.
5. La cella è già completamente solida e così $\Delta f_{s,v} = 1$

Una volta calcolata con il CA la frazione di solido di tutte le celle, i loro valori sono sommati per valutare la variazione della frazione di solido, $\Delta f_{s,i}$, ai nodi. I nuovi valori di temperatura $T_i^{t+\delta t}$ sono dedotti in base al bilancio termico:

$$\Delta H_i = c_p \cdot \Delta T_i - L \cdot \Delta f_{s,i} \quad (1)$$

Per unire completamente CA e FE ad ogni istante di tempo la variazione di entalpia ai nodi degli elementi finiti è convertita nei contributi di calore specifico e calore latente usando l'algoritmo Cellular Automata.

2.3.4.1 Algoritmo di nucleazione

Come già detto in precedenza la nucleazione eterogenea che avviene nella massa liquida e alla superficie dello stampo è descritta da una distribuzione Gaussiana (anche se sono possibili altre leggi di distribuzione) dei siti che diventano attivi quando il sottoraffreddamento aumenta [12]. Secondo la distribuzione Gaussiana la densità dei grani $n_v(n_s)$, che si formano ad un qualsiasi sottoraffreddamento, ΔT , è data da:

$$n_{v(s)}(\Delta T) = \int_0^{\Delta T} \left[\frac{dn}{d(\Delta T')} \right]_{v(s)} \cdot d(\Delta T') \quad (2)$$

In questa equazione l'entità nelle parentesi quadre corrisponde alla distribuzione Gaussiana dei siti di nucleazione. La simulazione della nucleazione con il CA è immediata e diretta. Per la massa del liquido i gradi di sottoraffreddamento sono generati casualmente con una distribuzione Gaussiana e sono attribuiti sempre

casualmente a delle celle selezionate. I corrispondenti sottoraffreddamenti critici di queste celle, $\Delta T_{v}^{\text{nuc}}$, sono salvati in memoria. Se una cella è selezionata più volte, contiene quindi più siti di nucleazione, è usato un minore sottoraffreddamento. Se, durante un intervallo di tempo, il sottoraffreddamento locale, ΔT_v^t , di una particolare cella di nucleazione, v , che era ancora liquida diventa maggiore del sottoraffreddamento critico ΔT_v^{nuc} , si forma un nuovo grano. Come già spiegato l'indice cristallografico di questa cella, che era uguale a zero allo stato liquido, diventa un valore intero positivo scelto casualmente tra un certo numero di classi di orientazione. In due dimensioni le orientazioni possibili $[-45^\circ, +45^\circ]$ di una dendrite quattro volte anisotropa sono divise in 48 classi, perciò risulta una differenza minore di 2 gradi tra le classi di orientazione.

2.3.4.2 Algoritmo di accrescimento

Dallo studio bidimensionale della crescita di cristalli equiassici di cicloesano in un campo di temperatura uniforme, si è osservato che il perimetro che delimita le posizioni della punta delle dendriti è pressoché quadrato [12]. L'algoritmo che è stato usato nel precedente modello del CA, sviluppato per temperature uniformi, si basava su questa osservazione. È stato dimostrato che deve essere introdotta una correzione alla punta della dendrite per mantenere l'originale inclinazione del nucleo generatore. La cattura di celle vicine per la crescita della dendrite era allora quasi equivalente all'intera crescita di un perimetro quadrato. Poiché questo algoritmo non poteva essere facilmente applicato in casi in cui il campo di temperatura non fosse uniforme, si utilizza una nuova procedura che descrive la crescita bidimensionale di un grano orientato casualmente in un campo qualsiasi di temperature. Si consideri in primo luogo una cella di nucleazione, v , per la quale la formazione di un nuovo grano avviene all'istante t_n . Si faccia riferimento alla figura 3. Le direzioni cristallografiche principali $[10]$ e $[01]$ formano un angolo θ , $\theta + \pi/2$ rispettivamente, rispetto all'asse orizzontale. Questa cella di nucleazione, la cui

temperatura è assunta localmente uniforme, è circondata da quattro celle vicine chiamate μ_1 , μ_2 , μ_3 e μ_4 . Trascurando il tempo di incubazione necessario perché un nucleo sferico diventi instabile e dendritico, si assume che il corpo dendritico all'interno della cella v si sviluppi con un perimetro quadrato.

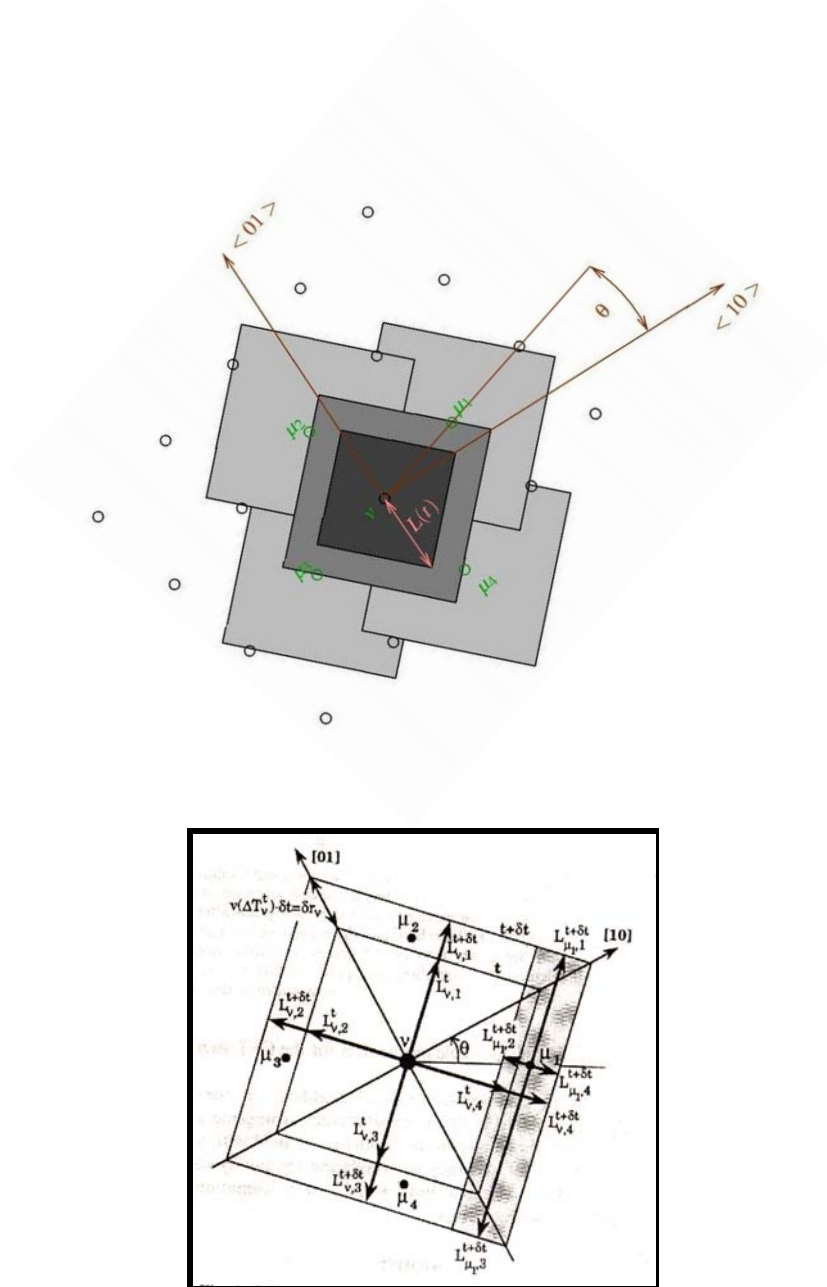


Fig 2.11:diagramma che illustra l'algoritmo di crescita usato nel modello CA per un grano dendritico la cui direzione $[10]$ è inclinata di un angolo θ rispetto all'asse orizzontale del sistema CA $[12]$.

Le quattro mezze diagonali ($j=1,4$) di questo quadrato corrispondono alle direzioni della punta della dendrite e la loro estensione è data da:

$$*L_{v,j}^t = \int_{t_n}^t v(\Delta T_v^{t'}) \cdot dt' \quad (3)$$

Il termine $v(\Delta T_v^{t'})$ rappresenta la cinetica di crescita della punta della dendrite.

Può essere monitorata anche la crescita dei piani $\langle 11 \rangle$; la loro posizione, $L_{v,j}^t$, dal centro della cella v è data da:

$$L_{v,j}^t = \frac{*L_{v,j}^t}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{t_n}^t v(\Delta T_v^{t'}) \cdot dt' \quad (4)$$

All'istante critico t_c , il quadrato coinciderà con i quattro centri delle celle, μ_j . Questo avverrà quando:

$$L_{v,j}^{t_c} = \frac{L}{\sqrt{2}} \cdot [\cos \theta + |\sin \theta|] \quad (5)$$

In questa espressione L è la distanza tra le celle. In quell'istante, le quattro celle vicine avranno lo stesso valore di indice cristallografico della cella v , sempre che siano ancora liquide. Poiché in tal modo si permette la crescita di altri quadrati all'interno di ciascuna cella μ_1 - μ_4 , con la corrispondente temperatura ad ogni posizione della cella, viene influenzata l'inclinazione originale dei grani. Per rimuovere questo problema, i rettangoli sono fatti crescere da ogni centro μ_i . Le quattro direzioni $\langle 11 \rangle$ in ogni centro della cella, crescono con la stessa cinetica di crescita, $v(\Delta T_{\mu_i}^t)/\sqrt{2}$ definita nell'equazione (4), ma il sottoraffreddamento locale corrisponde ad ogni posizione della cella. All'istante critico t_c , questi rettangoli degenerano in segmenti la cui dimensione corrisponde all'effettiva estensione del fronte dendritico che “cattura” questi siti. Nella figura 2.11, per esempio, l'estensione iniziale delle quattro direzioni $\langle 11 \rangle$ nella posizione μ_1 sarà tale che:

$$L_{\mu 1,1}^0 + L_{\mu 1,3}^0 = \sqrt{2} \cdot L \cdot [\cos \theta + |\sin \theta|] \quad (6)$$

e:

$$L_{\mu 1,2}^0 = L_{\mu 1,4}^0 = 0 \quad (7)$$

Nell'intervallo di tempo impiegato nel calcolo, ogni estensione dei rettangoli è aggiornata come segue:

$$L_{\mu i,j}^t = L_{\mu i,j}^0 + \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{t_c}^t v(\Delta T_{\mu i}^t) \cdot dt' \cong L_{\mu i,j}^{t-\delta t} + \frac{v(\Delta T_{\mu j}^{t-\delta t}) \cdot \delta t}{\sqrt{2}} \quad (i, j) = 1, 4 \quad (8)$$

Bisogna sottolineare che, per velocizzare i tempi di calcolo, la velocità $v(\Delta T_{\mu_i}^t)$ è calcolata come una funzione del sottoraffreddamento, $\Delta T_{\mu_i}^t$, nel centro della cella e non nei quattro apici del rettangolo. Questa differenza può diventare importante se la differenza di temperatura tra due celle vicine, G_l , il gradiente nel liquido, diventa grande rispetto al sottoraffreddamento. Lo stesso algoritmo di crescita può essere applicato ad una cella di nucleazione e alla cattura delle quattro vicine di ogni cella. Quando una cella in crescita si trova vicino ad una cella con indice cristallografico diverso da zero, le sue direzioni $\langle 11 \rangle$ non sono incrementate ulteriormente. Infine, l'intervallo di tempo Δt , usato nel modello CA, deve essere tale che la crescita della dendrite, in ogni intervallo di tempo, non sia maggiore della lunghezza cella, ovvero:

$$v(\Delta T') \cdot \Delta t < l \quad (9)$$

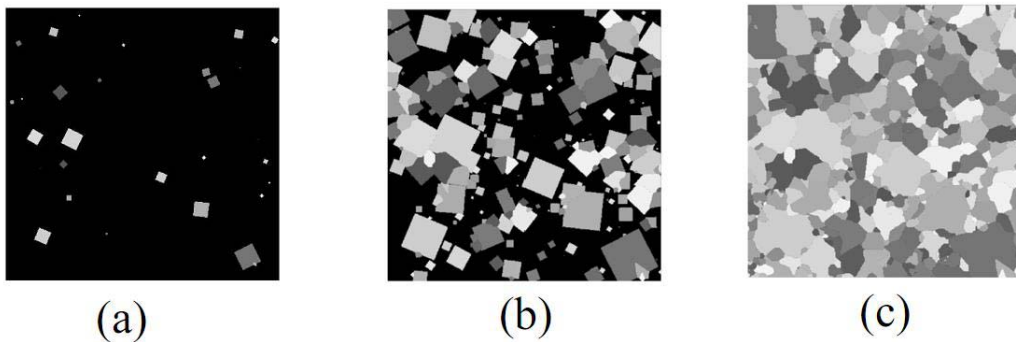
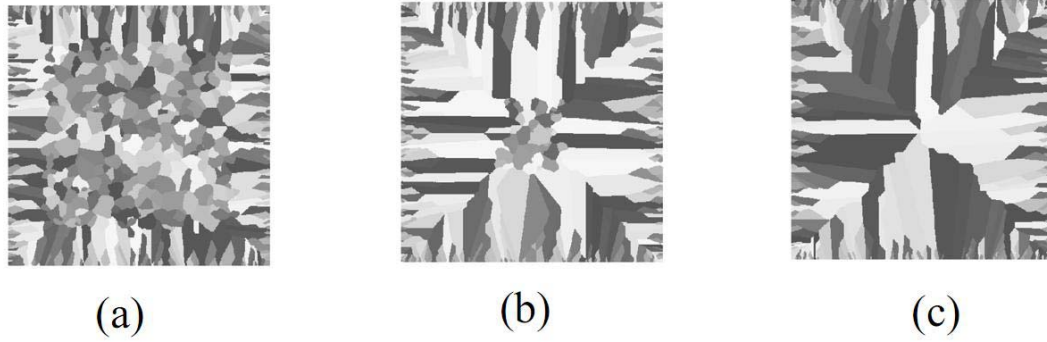


Fig 2.12: Sviluppo della struttura dei grani durante la solidificazione [13]



	$\Delta T_{s,max}[K]$	$\Delta T_{v,max}[K]$
(a)	0.5	6.0
(b)	0.5	8.0
(c)	0.5	10.5

Fig 2.13: Struttura dei grani finale al variare della velocità di raffreddamento [13].

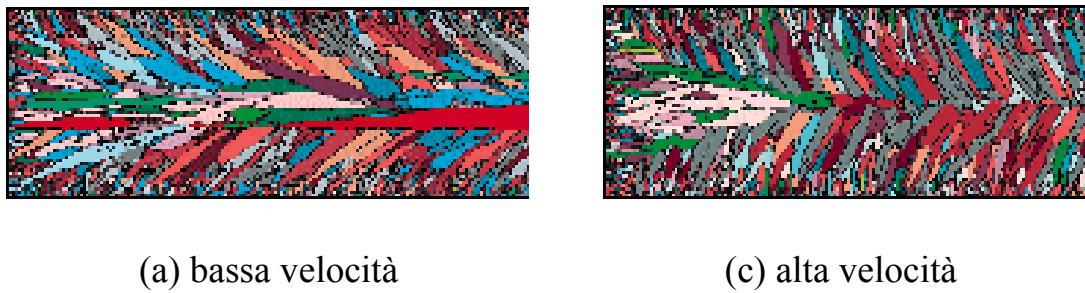


Fig 2.14: Esempi di simulazioni bidimensionali al variare della velocità di raffreddamento: i colori diversi denotano grani con orientazioni diverse [13].

2.3.5 Il modello CA-FE nel caso tridimensionale

Alla fine degli anni novanta fu presentato da Rappaz e altri un modello in tre dimensioni per la predizione delle strutture dendritiche sempre basato sull'algoritmo CA, questa volta tridimensionale, e sull'unione con il calcolo con FE in due modi diversi [14] [15]. Un primo è chiamato collegamento debole e la temperatura di ogni cella è semplicemente interpolata dalla temperatura ottenuta dai nodi del FE usando un unico cammino di solidificazione in scala macroscopica.

Il secondo è chiamato collegamento completo e anche il campo di entalpia è interpolato dai nodi del FE alle celle del CA ed è calcolata anche la frazione di solido in crescita per ogni cella mushy. A dispetto della nuova visione introdotta dal modello CAFE 2-D nella simulazione della solidificazione delle strutture dei grani, il modello 3-D è stato sviluppato per predire quantitativamente le strutture reali che si ottengono in fonderia. Il modello bidimensionale non poteva riprodurre né la complessità delle strutture dei grani viste sulla sezione trasversale, né l'evoluzione della conformazione cristallografica associata al meccanismo di selezione dei grani colonnari. Come il precedente modello bidimensionale il CAFE 3-D può essere applicato ad ogni campo arbitrario di temperatura e ha dimostrato buon accordo con i dati sperimentali. Il modello tridimensionale richiede sempre la suddivisione del dominio di simulazione in cui ha luogo la solidificazione in una rete regolare di celle cubiche. Ad ogni cella v viene attribuito un indice di stato I_v , all'inizio del calcolo quando la cella è liquida, l'indice ha valore nullo. Si può simulare il cambiamento di fase attraverso la definizione di appropriate regole per cambiare il valore dell'indice di stato. Queste regole possono essere di tipo deterministico o di tipo probabilistico; in ogni caso esse dovrebbero rispecchiare i fenomeni fisici coinvolti nella solidificazione delle dendriti nelle leghe metalliche. L'unico aspetto stocastico presente nel modello CAFE è correlato alla nucleazione perché sia la posizione sia l'orientazione cristallografica di un nuovo nucleo sono dipendenti di variabili ausiliarie.

2.3.5.1 Algoritmo di nucleazione

Come per il precedente modello, l'algoritmo di nucleazione usato nel CA tridimensionale è basato su una nucleazione istantanea, ovvero non viene considerato il tempo di incubazione necessario all'attivazione dei nuclei-embrioni [14]. Tale modello si basa su due osservazioni: per prima cosa, per piccoli sottoraffreddamenti riscontrati di solito nelle tecniche di colata, la nucleazione

eterogenea avviene all'improvviso non appena viene raggiunto il grado di sottoraffreddamento critico. La seconda osservazione riguarda alcune famiglie di siti di nucleazione, tutte caratterizzate da diversi valori di sottoraffreddamento critico, ma che coesistono nel fuso. Per classificare tutte queste famiglie di siti il modello ricorre ad una distribuzione gaussiana dei siti di nucleazione come già visto nel modello bidimensionale. La densità dei siti di nucleazione dn , aumenta in funzione di un aumento del sottoraffreddamento $d(\Delta T)$. La distribuzione dei siti, $dn/d(\Delta T)$, è descritta dal sottoraffreddamento principale ΔT_N , la sua deviazione standard ΔT_σ e il suo integrale n_{\max} . Quest'ultimo valore corrisponde alla massima densità di grani che si può raggiungere se tutte le famiglie dei siti di nucleazione siano stati attivati durante il processo di raffreddamento. Si fa presente che questi parametri vanno fissati a seconda della lega metallica. All'inizio i siti di nucleazione sono distribuiti tra le celle che definiscono la griglia del CA. Per questo motivo il numero dei siti di nucleazione N_v^{nucl} , da distribuire tra le celle di un dato volume V , è dato semplicemente da $(n_{\max} V)$, e le celle sono sempre scelte casualmente nel volume V . Per ogni cella di nucleazione v scelta in questo modo, è anche attribuito casualmente (secondo la legge gaussiana $dn/d(\Delta T)$) un grado di sottoraffreddamento di nucleazione, $\Delta T_v^{\text{nucl}} = T_L - T_v^{\text{nucl}}$, dove T_L è la temperatura di liquido e T_v^{nucl} è la temperatura di nucleazione critica. A differenza del modello CAFE bidimensionale per il quale le celle sono definite all'inizio del calcolo, l'algoritmo tridimensionale usa una disposizione dinamica delle celle. Inoltre la configurazione delle celle di nucleazione è ripetuta ogni volta e delle nuove celle liquide sono posizionate dinamicamente durante il calcolo del Cellular Automata. Se nessun sito è posizionato in una cella, all'interno di questa non può avvenire la nucleazione; al contrario, se la temperatura di una cella di nucleazione v , T_v , si abbassa al di sotto della temperatura critica del suo sito di nucleazione "associato", T_v^{nucl} , il valore dell'indice di stato della cella, I_v , si trasforma in un valore intero diverso da zero identico all'indice del calcolatore dei grani. Un'orientazione cristallografica, allora, è scelto casualmente tra le classi di orientazione predefinite.

Queste classi di orientazione sono inizializzate all'inizio del calcolo da una selezione random dei tre angoli di Eulero, producendo una distribuzione uniforme delle direzioni $\langle 100 \rangle$ in un'unità sferica. Bisogna sottolineare che durante la selezione random di N^{nucl}_v , alcune celle possono essere scelte due o più volte; in tal caso solo il minor grado di sottoraffreddamento di nucleazione rimane in accordo con la legge di nucleazione istantanea. La nucleazione ai bordi dello stampo può essere definita in un modo simile attraverso l'uso di tante distribuzioni Gaussiane quante ne sono necessarie; le celle sono posizionate in un bordo che è identificato da un indice aggiuntivo di bordo, I_{Ref} , pari al riferimento del bordo al quale le celle appartengono ($=0$, se le celle appartengono alla massa del liquido). La densità massima di volume dei grani è sostituita dalla densità massima di superficie, e il numero dei siti di nucleazione da distribuire, N^{nucl}_s , è calcolato considerando la superficie del dominio, S , sul quale si applica il valore di riferimento. Un'altra condizione di contorno presente nel modello tridimensionale CAFE, è chiamata condizione del singolo cristallo e permette di far iniziare la formazione della struttura dei grani per un sottoraffreddamento e un'orientazione cristallografica specifici, sia su una superficie di riferimento, sia in una posizione specifica del lingotto. Questa condizione è particolarmente utile quando bisogna studiare la crescita di un unico cristallo.

2.3.5.2 Algoritmo di accrescimento

Come nel modello bidimensionale, anche la versione tridimensionale dell'algoritmo di accrescimento è in grado di riprodurre la direzione preferenziale di crescita $\langle 100 \rangle$ di dendriti in materiali fcc (con reticolo cubico a facce centrate) e la loro cinetica di crescita. L'algoritmo è basato sulla crescita di un ottaedro limitato da facce (111) e è applicato ad ogni cella che abbia un indice di stato diverso da zero e che abbia almeno una cella vicina liquida. Per visualizzare il modello si faccia riferimento alla figura 2.15: l'ottaedro di crescita associato alla

cella v ($I_v \neq 0$) sta “catturando” il centro della cella di una delle sue adiacenti μ ($I_\mu = 0$). L’indice di stato della cella μ è quindi sostituito da quello della cella madre v ($I_\mu = I_v$), e la crescita di un nuovo ottaedro associato alla cella μ è considerata in seguito. Non appena una cella è completamente attorniata da una cella mushy, la crescita del suo ottaedro associato non viene più considerata. Le diagonali maggiori dell’ottaedro corrispondono alle orientazioni cristallografiche $\langle 100 \rangle$ lungo le quali si sviluppano preferenzialmente il corpo e le ramificazioni delle dendriti dei metalli fcc. La loro estensione è calcolata integrando nel tempo la legge di crescita dell’apice della dendrite. Perciò, all’interno di un intervallo di tempo, Δt , usato per integrare la cinetica della dendrite, l’incremento della lunghezza delle diagonali dell’ottaedro associato ad una cella v , ΔR_v , è dato da:

$$\Delta R_v = v(\Delta T_v) \Delta t \quad (10)$$

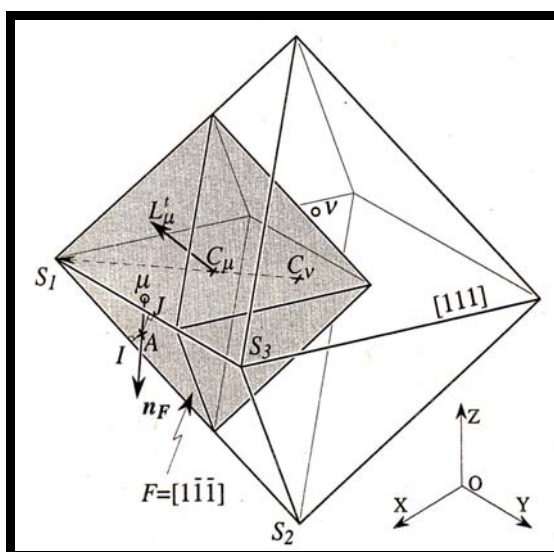


Fig 2.15: Schema di un algoritmo ottaedrico di crescita.[14]

In questa espressione $v(\Delta T_v)$ è la velocità dall’apice della dendrite calcolata per il corrispondente sottoraffreddamento, ΔT_v della cella v . Nel caso di un ottaedro con le diagonali perfettamente allineate con gli assi (X, Y, Z) della griglia Cellular Automata, l’algoritmo di crescita può essere applicato semplicemente al centro della cella.

Il problema maggiore associato a questo modello tridimensionale, capace di mantenere le direzioni preferenziali delle dendriti, è messo in luce quando si cerca di propagare un grano con orientazione scelta in modo random rispetto agli assi della griglia CA. La forte anisotropia introdotta dalla maglia della cella cubica conduce ad un grano di forma sempre allineata con la griglia CA, poiché la cinetica di crescita non è più opportunamente integrata sul tempo. Per ovviare a questo problema Gandin e Rappaz hanno proposto l'uso di un algoritmo di crescita con ottaedro decentrato.

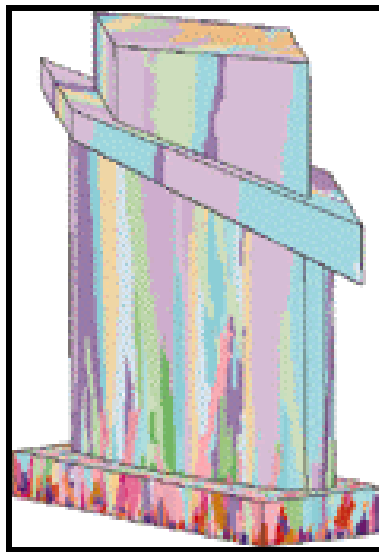


Fig 2.16: esempio di simulazione tridimensionale di solidificazione effettuato con il CAFE Model [14].

2.4 PROCAST: IL MODELLO PER IL CALCOLO DELLO STRESS

2.4.1 Introduzione

Oltre ai difetti collegati con le fasi di riempimento e solidificazione, esistono numerosi problemi legati alla formazione di uno stato tensionale che possono intaccare l'integrità finale dei componenti ottenuti per colate in stampo, causando rotture per fatica. Per simulare accuratamente il comportamento dello stress, si dovrebbe considerare l'intero accoppiamento tra l'analisi di stress termico, fluido e meccanico di tutti i materiali corrispondenti compresi getto, anime e stampi. La formazione di una intercapedine d'aria, un GAP, dovuta al ritiro del getto durante la solidificazione, influenzerà direttamente i coefficienti di scambio termico HTC tra getto e tutti gli altri organi a contatto. Il gap sarà inversamente proporzionale alla pressione di contatto, ed entrambi devono essere tenuti in considerazione. Per di più, gli stampi possono subire alcune deformazioni plastiche localizzate e, per questo, occorre considerare sia il comportamento elastico sia il comportamento plastico dello stampo. Ogni deformazione plastica localizzata nello stampo può seriamente limitare la vita a fatica dello stampo stesso e, perciò, dovrebbero essere evitate. Anche se gli stampi operano interamente in campo elastico, la loro durata risulta influenzata dai cicli di stress che agiscono durante il trattamento. Una valutazione realistica di queste problematiche richiede una completa simulazione dell'accoppiamento di stress termico - fluido. Alcuni dei fattori coinvolti nell'implementazione di tale programma comprendono :

1. L'utilizzo di un appropriato modello per il materiale
2. Mesh non strutturata
3. Algoritmo di contatto termico – meccanico

2.4.2 Modello per i materiali

Con l'intento di simulare una grande varietà di materiali, diversi modelli meccanici del materiale sono stati adottati in ProCAST [16]. Per le parti di stampo e per il getto, il simulatore include:

- Un MODELLO TERMO-ELASTO-VISCOPLASTICO (A)
- Un MODELLO TERMO-ELASTOPLASTICO (B)
- Un MODELLO ELASTICO

E in più,

- Un MODELLO RIGIDO e
- Un MODELLO VACANTE

Nei modelli elasto-viscoplastico ed elasto-plastico (A e B) tutti i parametri e le funzioni sono dipendenti dalla temperatura.

(B) Equazioni costituenti del modello elasto-plastico

La deformazione totale nel modello elasto-plastico è data da:

$$\epsilon = \epsilon^e + \epsilon^p + \epsilon^T$$

La risposta elastica – lineare isotropica è descritta da:

$$\sigma = E (\epsilon - \epsilon^p - \epsilon^T)$$

Con E = modulo elastico

ϵ^e = deformazione elastica

ϵ^p = deformazione plastica

ϵ^T = deformazione termica

In generale, una funzione di carico (YIELD) secondo Von Mises è data da:

$$f = \sqrt{\frac{3}{2}} \|\sigma - x\| - k$$

La tensione deviatorica (DEVIATORIC STRESS) è data da:

$$\mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma} - \frac{1}{3} \text{tr} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{I}$$

$\alpha \equiv$ BACK STRESS che controlla l'incrudimento cinematico (KINEMATIC HARDENING), $k \equiv$ caratterizza l'incrudimento isotropico

La regola del flusso plastico assunta ha la forma:

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \gamma \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}}$$

Dove: $\gamma \equiv$ moltiplicatore plastico

La deformazione plastica effettiva è data da:

$$\bar{\varepsilon}^p = \int_0^t \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p} d\tau$$

(A) *Modello elasto-viscoplastico*

Il modello viscoplastico ha una struttura simile al modello elasto-plastico appena descritto, tranne che per la regola del flusso plastico.

Qui sono ammessi valori positivi della funzione di carico e , per $f > 0$, il moltiplicatore plastico è sostituito da una funzione del materiale:

$$\gamma = \frac{1}{\eta} \phi(f)$$

Quindi, la regola del flusso plastico ha la forma:

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \frac{1}{\eta} \phi(f) \frac{df}{d\sigma}$$

Dove:

$$\phi(f) = \left(\frac{f}{Y_0} \right)^m$$

e η , m sono costanti del materiale.

La notazione $\phi(f)$ significa

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{2} (\alpha + |\alpha|)$$

Le equazioni costitutive di entrambi i modelli elasto-plastico ed elasto-viscoplastico sono risolti da uno schema temporale di integrazione di Backward-Eulero.

2.4.3 Mesh non strutturata

Il Metodo agli Elementi Finiti, basato su una mesh non strutturata, ha le sue radici nell'ingegneria meccanica e, attualmente, tutti i maggiori software per la simulazione di stress e deformazione utilizzano tale metodo. Fino a che mesh strutturate (usate in FDM) sono state obbligate a seguire le coordinate degli assi, i calcoli delle deformazioni con tali mesh erano limitati a piccole deformazioni, spesso in campo elastico. Come ben si sa, la deformazione dei metalli durante il raffreddamento avviene in larga misura in campo viscoplastico e questa componente deve essere assolutamente considerata al fine di ottenere simulazioni realistiche. Questo è necessario in particolare per considerare la perdita di contatto di due parti del getto (ad esempio metallo e forma) quando una GAP di aria si viene a formare oppure l'attrito tra essi quando si trovano a contatto poiché ciò influenza il trasferimento di calore. Con mesh non strutturate, la nuova posizione dei punti della mesh può essere calcolata ad ogni step temporale. Così, la mesh può essere deformata e le eventuali perdite di contatto tra le parti possono essere individuate.

2.4.4 Contatto termico e meccanico tra metallocolato e forma

Uno degli aspetti più critici del calcolo è il trattamento delle interfacce tra getto e forma, considerando sia gli aspetti termici che quelli meccanici. Per calcolare il contatto e la formazione di gap tra getto e le parti dello stampo viene impiegato un

algoritmo di contatto meccanico tra più componenti [17]. Vengono considerati anche i contatti tra le diverse parti dello stampo. Nell'algoritmo di contatto viene utilizzato il metodo di Lagrange. Per correggere il 'penalty number' e quindi la forza di contatto nell'algoritmo viene attuato un metodo supplementare che aumenta automaticamente il penalty number stesso. Tale metodo aumenta enormemente la stabilità e la solidità del calcolo dell'algoritmo. La forma variazionale dell'equazione di equilibrio con il contatto meccanico all'istante t si scrive come:

$$\int_{\Omega} \sigma \cdot \text{grad}(\delta u) d\Omega + \int_{\Omega} \mathbf{b} \cdot \delta u d\Omega - \int_{\Gamma_c} \bar{\mathbf{t}} \cdot \delta u d\Gamma + \int_{\Gamma_c} (\lambda^k + \xi g(u)) \mathbf{n} \cdot \delta u d\Gamma = 0$$

In tale espressione è stato considerato, per semplicità, un contatto senza attrito. Ω rappresenta la geometria del getto e di tutte le parti dello stampo Γ rappresenta l'interfaccia di contatto di tutte le parti. Le forze di massa e le contrazioni superficiali sono indicate rispettivamente con \mathbf{b} e \mathbf{t} . La quantità $(\lambda^k + \xi g(u))$ è il moltiplicatore Lagrangiano. ξ è il 'penalty number' Il contatto termico tra le varie parti è considerato adattando il coefficiente di trasferimento del calore (HTC) con riferimento o all'ampiezza del gap di aria o alla pressione di contatto come calcolato nell'algoritmo di contatto meccanico. Quando l'ampiezza del gap risulta maggiore di zero, il coefficiente di trasferimento del calore 'corretto' assume la forma:

$$h_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{h_0} + \frac{1}{(h_{air} + h_{rad})}}$$

Dove h_0 è il valore iniziale del coefficiente di scambio termico

$$h_{air} = \frac{K_{atr}}{g}$$

K_{air} è la conduttività dell'aria (o 0 per il vuoto), g è l'ampiezza del gap, h_{rad} è il coefficiente di scambio termico d'irraggiamento. Se la pressione di contatto è diversa da zero, l'effettivo calore scambiato cresce linearmente con essa fino ad un valore massimo.

2.5 PREPARAZIONE, ESECUZIONE ED ANALISI DI UNA SIMULAZIONE

Introduzione

Per potere lavorare correttamente con software commerciali di simulazione ed ottenere dati sufficientemente robusti ed affidabili, è assolutamente necessario procedere ad una messa a punto di alcuni parametri fondamentali. Tali parametri concretizzano fondamentalmente le “condizioni al contorno” del nostro processo, che variano da caso a caso, e che riguardano principalmente:

- La lega da impiegare e quindi le grandezze che la caratterizzano
- La temperatura iniziale della lega
- Il tempo impiegato per colare il fuso nella conchiglia
- I materiali da utilizzare, i loro parametri caratteristici e le temperature iniziali degli oggetti costruiti con tali materiali.
- La termodinamica del sistema tramite la definizione della curve di raffreddamento, di ritiro ecc.
- I coefficienti di scambio termico (HTC: Heat Transfer Coefficient) fra i vari materiali del getto (ad es. HTC fra fuso e motta, fra fuso e anime ecc.)

Nel nostro caso il software utilizzato è ESI PROCast 2008 e le condizioni al contorno di cui sopra sono state mutate a seconda dei vari casi dalle colate dei modelli sperimentali descritti nei paragrafi seguenti. Scopo di questo paragrafo è

la sommaria descrizione del software di processo utilizzato, precipuamente declinata in senso operativo [9] pacchetto PROCast è suddiviso in cinque moduli, ognuno dei quali è dotato di una propria funzionalità: MeshCAST, PreCAST, DataCAST, ProCAST, ViewCAST.

2.5.1 MeshCAST

Lo scopo di questo modulo è quello di ottenere una “mesh” ovvero una discretizzazione della geometria, che sia funzionale alle successive necessità di computazione e che approssimi quanto meglio la conformazione originale del modello geometrico sottoposto all’indagine. Il primo passo da svolgere è l’acquisizione di una geometria. Tale geometria può essere generata da un qualsiasi modellatore solido: nel nostro caso abbiamo importato un file in formato *.iges* modellato utilizzando ProEngineering, uno dei CAD di volume industrialmente più utilizzati. Dopo aver importato la geometria occorre in prima istanza correggere le caratteristiche della stessa che il programma interpreta come errori: la geometria appena importata è infatti interpretata da MeshCAST come la somma di più superfici ognuna delle quali deve:

- Essere numerabile (ogni superficie è contraddistinta da un numero)
- Possedere un numero di lati maggiore ad 1
- Il percorso definito dai lati deve essere chiuso
- Ogni lato deve appartenere solo ed esclusivamente a 2 superfici (a meno di esplicite necessità). Dopo aver risolto gli errori di cui sopra (attività molto onerosa in termini di tempo) è possibile lanciare il calcolo della “mesh di superficie” (Surface Mesh) (vedi esempio in Fig. 2.17)

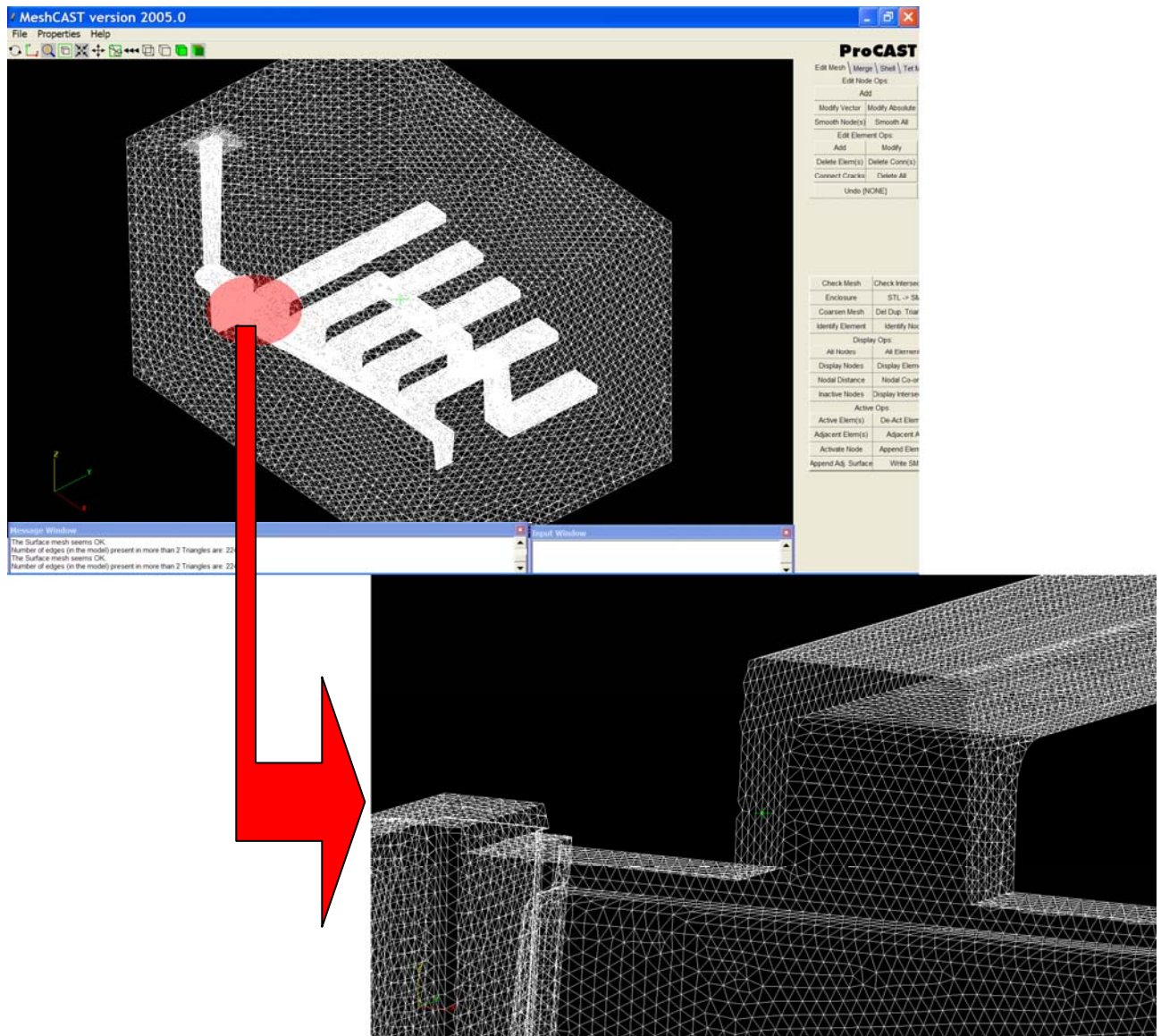


Fig. 2.17: esempio di mesh di Superficie: vista globale e dettaglio da cui si comprende come effettivamente ad essere descritta tramite una mesh di superficie è la “pelle” della geometria.

Gli elementi della mesh di superficie hanno forma triangolare e da tali elementi triangolari bidimensionali partirà la generazione di elementi tetraedrici di volume per la completa discretizzazione del getto. Prima di lanciare la generazione della mesh di volume sarà necessario correggere altri errori (compenetrazione di superfici, elementi triangolari dalla forma troppo schiacciata ecc.). La mesh di volume che otteniamo è già divisa nelle varie parti di cui il getto è composto: zone vuote che andranno ad accogliere il fuso, altre zone vuote che faremo vedere al

software come filtri, altre zone che definiremo come motta ecc. Dopo aver atteso alla correzione di altri errori della geometria causati dalla generazione della mesh di volume siamo pronti a passare al modulo successivo del pacchetto software.

2.5.2 PreCast

Tramite tale modulo si riescono ad imporre le condizioni al contorno del processo. All'apertura di PreCAST appare una tabella che ci informa delle caratteristiche geometriche della mesh e del numero dei volumi separati in cui essa è suddivisa (Fig. 2.18). Tali volumi vengono chiamati “Materiali” poiché ad essi verranno imposte le caratteristiche che li determineranno come tali.

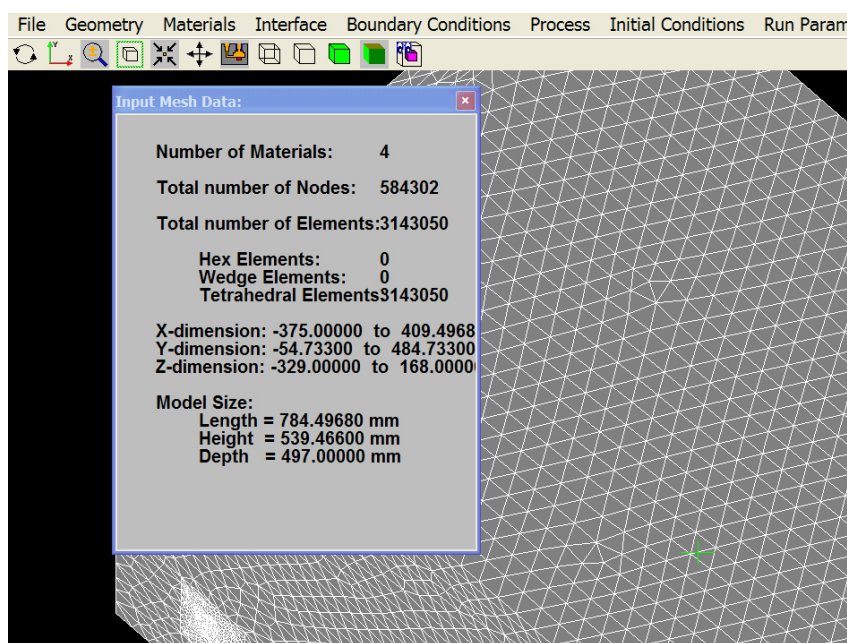


Fig. 2.18: I dati caratteristici della mesh: importante è il numero di materiali conosciuti.

Per assegnare un materiale ad un determinato dominio occorre entrare nel menù “Materials”, selezionare dalla lista “A” il volume desiderato (che si evidenzierà in rosso) ed attribuire ad esso il materiale scelto dal sottostante menù “B”.

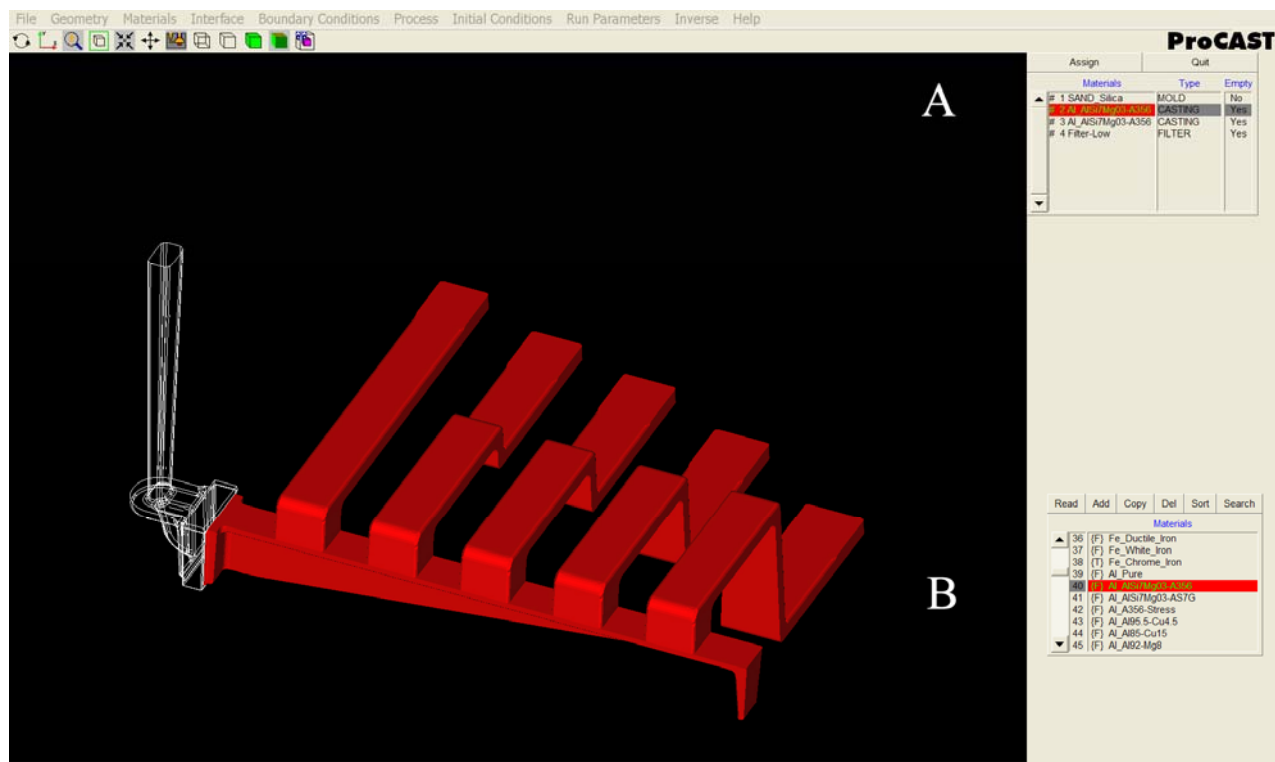


Fig. 2.19: Esempio di modalità di assegnazione del materiale

Materials	Type	Empty
# 1 SAND_Silica	MOLD	No
# 2 Al_AISi7Mg03-A356	CASTING	Yes
# 3 Al_AISi7Mg03-A356	CASTING	Yes
# 4 Filter-Low	FILTER	Yes

Occorre inoltre indicare la tipologia di materiale (cioè casting, filtro, motta...) e specificare se esso sarà inizialmente vuoto o meno.

Dopo aver definito i materiali occorre imporre i coefficienti di scambio termico fra le diverse superfici a contatto. Accedendo al menù “Interface” sarà possibile selezionare dal menù “A” la superficie fra la coppia di domini interessati (che verranno evidenziati in rosso e verde) ed imporre l’HTC desiderato selezionandolo dal menù “B” oppure creando una nuova condizione “coefficiente di scambio termico” (Fig. 2.20).

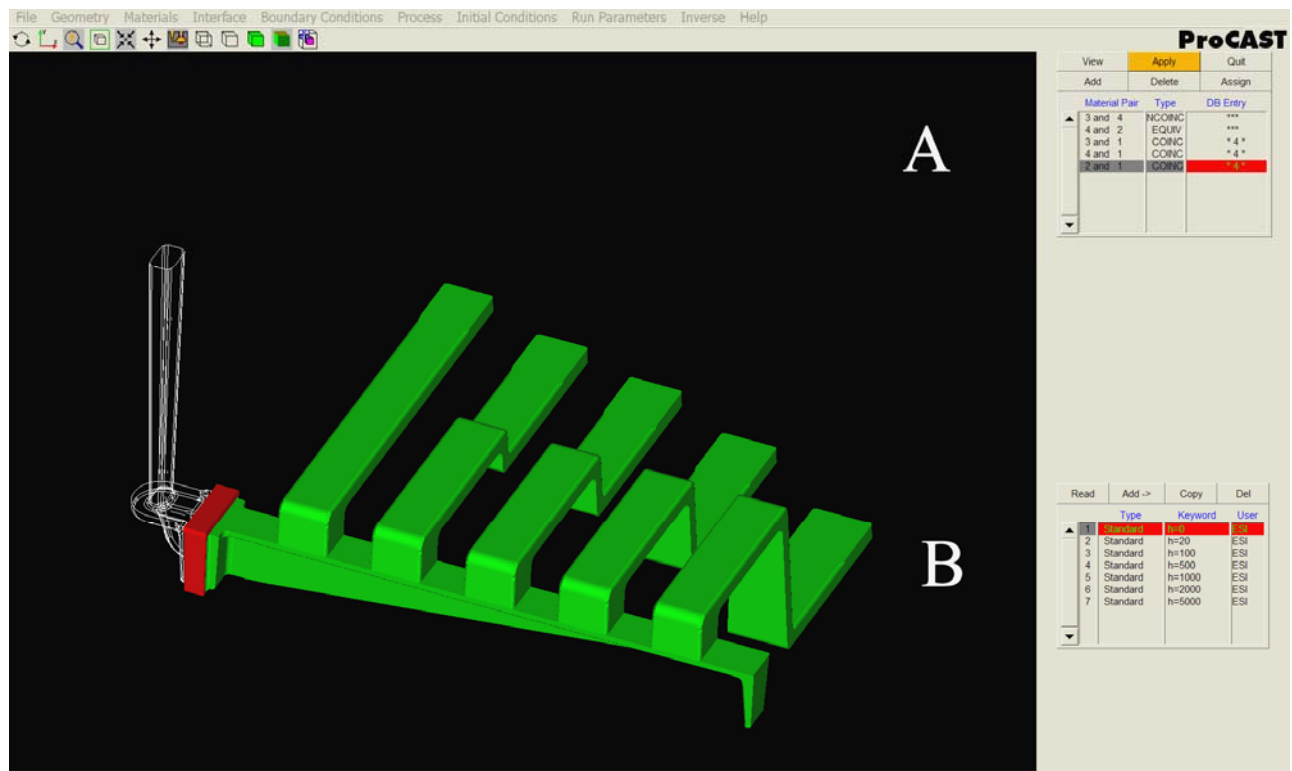


Fig. 2.20: Esempio di assegnazione di un coefficiente di scambio termico sulla superficie fra due domini

Dal menù “Boundary Conditions” sarà possibile imporre il coefficiente di scambio termico della motta con l’ambiente circostante e la condizione di “Inlet” ovvero la definizione della sezione di ingresso del fuso nella motta e la velocità attraverso tale sezione (ovvero la portata del fuso). E’ stato scelto un valore di portata pari a $2 \frac{Kg}{s}$ stimato conoscendo il tempo di colata (circa 284 secondi, dato sperimentale ottenuto mediando i rilievi cronometrici della colata) ed il peso del getto (desunto dalle informazioni sul suo volume ottenute da ProE e dalla densità della lega AlSi10Mg). Dal menù “Process” si definisce il verso e l’intensità del vettore accelerazione gravitazionale. Dal menù “Initial Conditions” abbiamo definito le temperature iniziali di processo: 710°C per la lega e 20°C per la motta ed il filtro. Dopo aver definito alcuni altri parametri riguardanti sostanzialmente i criteri di output della simulazione, è possibile lanciare i moduli successivi del pacchetto.

2.5.3 DataCAST e ProCAST

ProCAST è il solver del pacchetto; è in sostanza il modulo che, ottenute le informazioni circa la geometria e le condizioni al contorno del problema, implementa le equazioni necessarie per risolverlo. DataCAST è definito “data conditioner” e sostanzialmente “traduce” i dati in ingresso in modo da renderli “comprensibili” per il solver. Nessuno di questi due moduli può essere gestito in alcun modo dall’operatore.

2.6.4 ViewCAST

Una volta effettuato il calcolo, i risultati possono essere visualizzati lanciando ViewCAST. Alcuni fra i risultati visualizzabili sono: Temperatura, Frazione di Solido, Tempo di Solidificazione, Porosità da Ritiro, Flusso di Calore, Velocità, Pressione, Tensioni, Deformazioni; I risultati possono essere visualizzati come: Mappe, Sezioni, Scansione di più sezioni, Cut off (ovvero vista simile ai raggi x), Evoluzione nel tempo del risultato selezionato. Riportiamo a titolo di esempio le seguenti immagini.

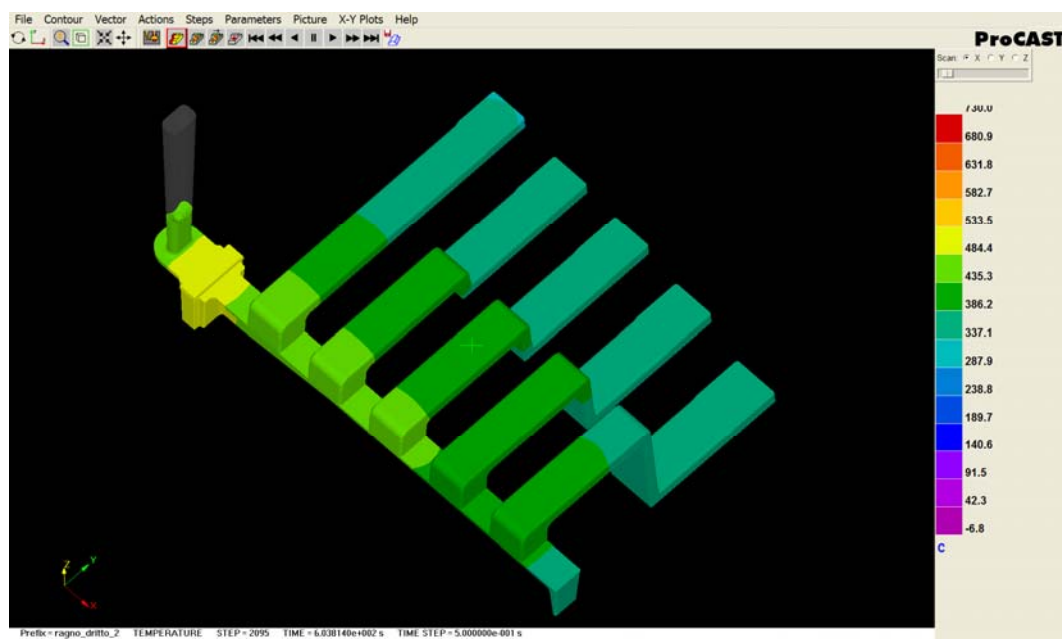


Fig. 2.21: Mappa delle Temperature alla fine della simulazione

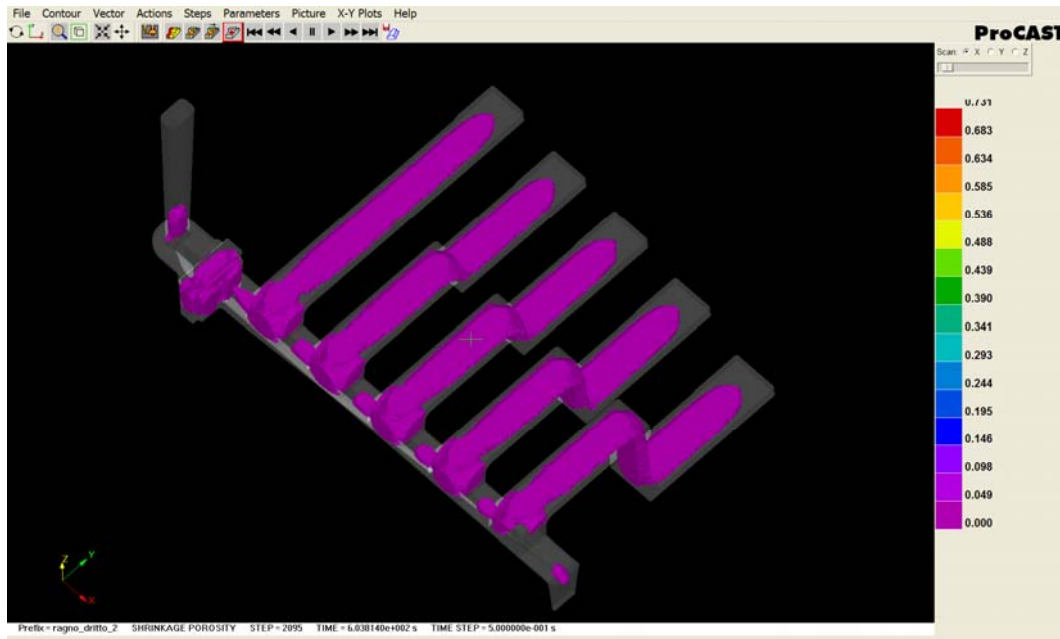


Fig. 2.22: Cutoff della porosità da ritiro alla fine della simulazione

La “quantificazione” dei dati forniti da ProCAST

Come abbiamo visto, i dati forniti da ViewCAST non sono di tipo numerico ma di tipo qualitativo. Le vari grandezze non sono descritte puntualmente tramite un numero che ne determini il modulo (o nel caso di un vettore modulo, direzione e verso), ma tramite una descrizione grafica, intesa sia come curve o aree di livello o come isosuperfici che racchiudono volumi a valori maggiori o minori di un valore target definito dall'operatore. Dovendo confrontare i dati numerici relativi ai rilievi sperimentali (ottenuti come descritto nel capitolo precedente), con le informazioni ottenibili dal nostro software, è sorta la necessità di mettere a punto un procedimento che permetta di tradurre le informazioni grafiche in numeri. Tale procedimento può essere descritto nei punti seguenti:

- Si identifica in ViewCAST la sezione corrispondente a quella reale di estrazione del provino
- Si applica il criterio che permette di visualizzare il risultato voluto
- Si estrae l'immagine ottenuta che verrà salvata come immagine .gif

- Si sovrappone all'immagine, che rappresenta l'intera sezione del getto, una maschera che definisce la posizione e la dimensione dell'area del provino da tale sezione estratto (Fig. 2.24). Sull'area delimitata da tale maschera verranno sviluppati i conti
- Si analizza l'immagine così ottenuta attraverso Image Pro Plus:
 1. scontornando una ad una le varie aree colorate della sezione
 2. attribuendo a ciascuna di esse il valore del criterio, ottenuto dalla lettura della scala proposta da ViewCAST, moltiplicandolo per l'area ottenuta.
 3. sommando i valori relativi a tutte le aree colorate e dividendo tale valore per la sezione totale del provino.

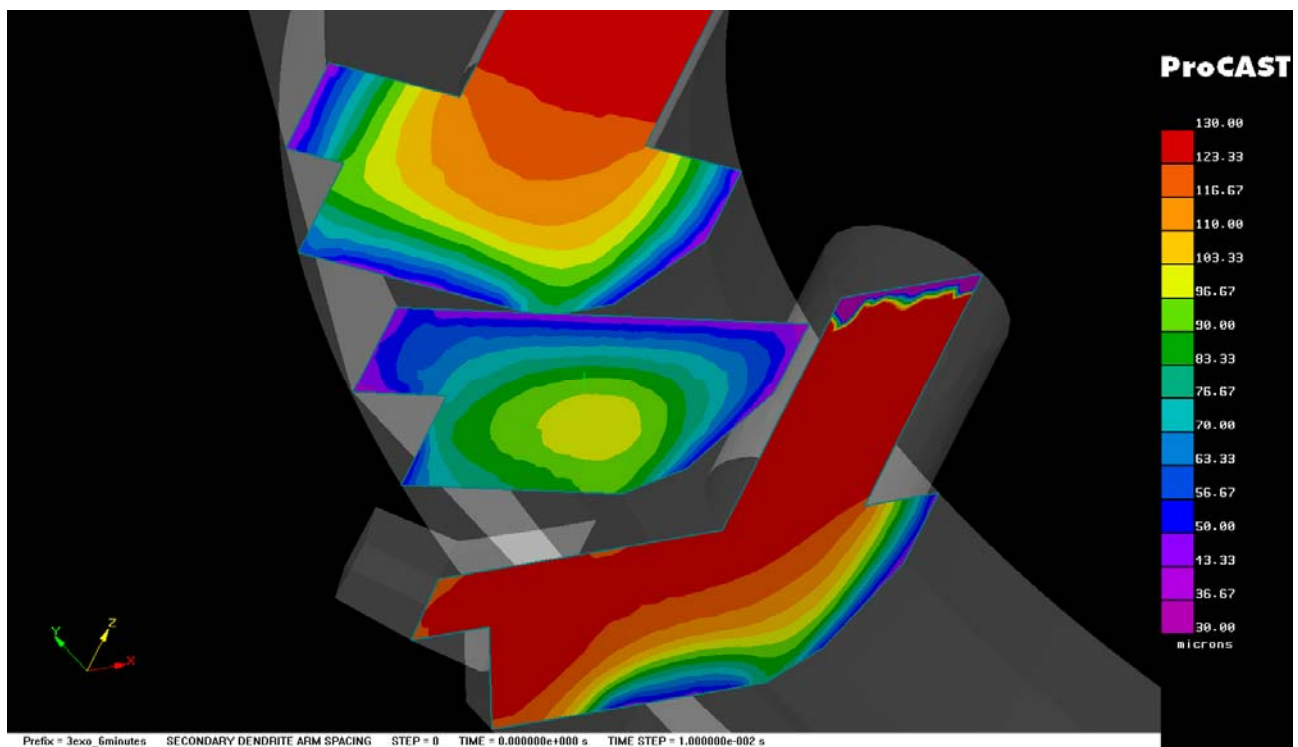


Fig. 2.23: Estrazione delle sezioni

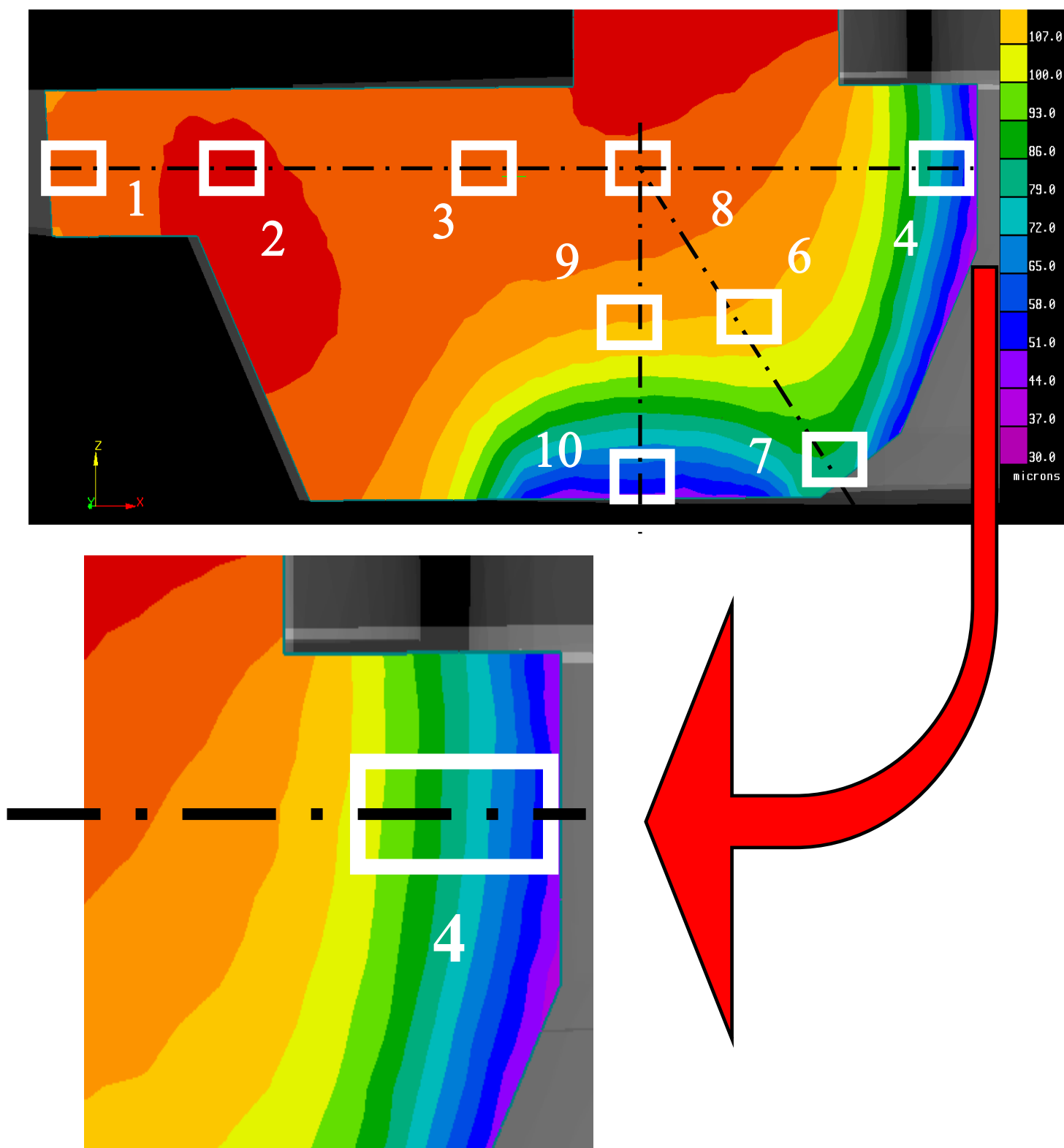


Fig. 2.24: Per ciascuna sezione individuazione dei punti interessanti e relativa maschera che indica la posizione effettiva e l'area dei provini estratti

L'esecuzione dei conti relativi all'ultimo punto descritto è stata automatizzata mettendo a punto un apposito foglio di calcolo. Ciò di cui disponiamo dopo aver applicato il processo testé descritto è un numero puro, privo cioè di dimensioni, che è possibile confrontare direttamente con il valore di porosità percentuale reale, sperimentalmente determinato nel capitolo precedente, essendo anche esso un numero puro.

ViewCAST e le RGL Function

Oltre ad essere un visualizzatore dei dati elaborati mediante il solver, ViewCAST permette un'ulteriore elaborazione degli stessi. Esiste infatti un'apposita funzionalità che permette di calcolare:

- R : solidification rate ovvero velocità di solidificazione
- G : gradiente di temperatura
- L : cooling rate ovvero velocità di raffreddamento

E qualsiasi combinazione fra di esse. La velocità di solidificazione “R” corrisponde alla velocità di una data isoterma (ad esempio l'isoterma alla temperatura di Liquidus). L'operatore deve indicare quindi la temperatura di cui intende studiare la velocità. La velocità di raffreddamento “L” è calcolata come interpolazione lineare fra due temperature. L'operatore dovrà indicare tali temperature. Il gradiente “G” o meglio il modulo del gradiente di temperatura è calcolato ad una data temperatura che dovrà essere specificata dall'utente. Ciò che verrà calcolato è un “Mapping Factor” che appare come una legge di potenza:

$$M = aR^b G^c L^d$$

Volendo calcolare il criterio di Niyama, secondo quanto verrà detto nel Capitolo 4, equazione (4.9b) ed in accordo con i formalismi imposti dal software: $a = 1$, $b = 0$, $c = 1$, $d = -1/2$

$$\Rightarrow M = L^{-\frac{1}{2}} G$$

Tale “Mapping Factor” potrà poi essere visualizzato a monitor come un qualsiasi altro criterio di interpretazione dei risultati.

2.6 BIBLIOGRAFIA CAPITOLO 2

1. *H. K. Versteeg e W. Malalasekera (1995), An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method, Lngman, Essex*
2. *J. H. Ferziger e M. Peric (1999), Computational methods for fluid dynamics, Springer, Berlin*
3. *G. Comini (2004), Fondamenti di termofluidodinamica computazionale, SGE, Padova*
4. *C. Gagliardi, L. Grasselli (1996), Algebra lineare e geometria, Progetto Leonardo, Bologna*
5. *F. M. Denaro (1999), corso di Fluidodinamica Numerica, appunti del corso di fluidodinamica numerica tenuto presso l'Università degli Studi di Napoli nell'a.a 1999/2000*
6. *G. Monegato: Fondamenti di calcolo numerico Lib. Editrice universitaria Levrotto & Bella, 1990*
7. *Pequet Ch., Gremaud M., Rappaz M., July 2002, Modeling of Microporosity, Macroporosity, and Pipe-Shrinkage Formation during the Solidification of Alloys Using a Mushy_zone Refinement Method: Applications Aluminium Alloys, Metallurgical and material transactions, Volume 33A*
8. *W. Kurz, D.J. Fisher, 1998, Fundamentals of solidification, Trans Tech Publications Ltd, Svizzera.*
9. *ProCast User Manual*
10. *Lee P.D., Chirazi A., See D., 2001, Modeling Microporosity in aluminum-silicon alloys: a review, Journal of light metal*

11. Ph.Thévoz, J.L.Desbiolles, M.Rappaz, “Modeling of Equiaxed Microstructure Formation in Casting”, *Metallurgical Transaction*, 1989, Vol. 20A, 311-322.
12. M.Rappaz, Ch.A. Gandin, “Probabilistic Modelling of Microstructure Formation in Solidification Processes”, *Acta Metallica, Mater.*, 1993, Vol 41, No 2, 345-360.
13. M.Rappaz, Ch.A. Gandin, “A Coupled FiniteElement-Cellular Automaton Model for the Prediction of Dendritic Grain Structures in Solidification Processes”, *Acta Metallica, Mater.*, 1994, Vol. 42, No 7, 2233-2246.
14. Ph.Thévoz, J.L.Desbiolles, M.Rappaz, Ch.A. Gandin, “Prediction of Grain Structures in Various Solidification Processes”, *Metallurgical and Materials Transaction*, 1996, Vol. 27A, 695-705.
15. Ph.Thévoz, J.L.Desbiolles, M.Rappaz, Ch.A. Gandin, “A Three Dimensional Cellular Automaton-Finite Element Model for the Prediction of Solidification Grain Structures”, *Metallurgical and Materials Transaction*, 1999, Vol. 30A, 3153-3165.
16. *Stress and Fatigue Analysis in Diecasting*, Marco Aloe, Mark Samonds Calcom ESI, Switzerland, Lorenzo Valente, ECOTRE sas, Italy
17. *Coupled Thermal-fluids-stress Analysis of Castings*, Mark Samonds, Ph.D., J. Z. Zhu, Ph.D.Affiliation: UES Software Inc., Annapolis, MD, USA

Capitolo 3

CONDIZIONI AL CONTORNO

3.1: GENERALITÀ

3.1.1 Riferimenti bibliografici

La letteratura tecnica risulta abbastanza scarsa di risultati sperimentali sui coefficienti di scambio termico, che risultano essere fondamentali per una corretta modellizzazione della solidificazione e della struttura finale del getto; in particolare lo sviluppo di software di simulazione specifici ha reso ancor più stringente questa esigenza essendo i risultati forniti tanto più aderenti alla realtà quanto più veritiere sono le condizioni al contorno imposte, ove quest'ultime sono numericamente rappresentate da tali coefficienti.

Vengono riportati alcuni studi pubblicati, incentrati su queste problematiche, che presentano similitudini con quelli eseguiti sia a livello di procedura sperimentale che di metodo di calcolo numerico.

3.1.1.1

Nello studio “*Determination of the interfacial heat transfer coefficient h in unidirectional heat flow by Beck's non linear estimation procedure*” (1996) di M. Krishnan e D.G.R. Sharma [1] i due autori determinano il coefficiente di scambio termico attraverso la soluzione del problema inverso della conduzione di calore (IHCP); per risolvere l'IHCP viene utilizzata la procedura di calcolo non lineare di Beck.

Il flusso di calore scambiato all'interfaccia di getto e forma è dato dall'espressione:

$$q = h A (T_c - T_m)$$

da cui il coefficiente di scambio termico h può essere calcolato noti gli altri termini (A è la superficie di scambio); i valori delle temperature sulle superfici del getto e del raffreddatore (T_c e T_m rispettivamente) non possono

essere misurati direttamente poiché il posizionamento di termocoppie di massa finita all'interfaccia distorcerebbe il campo di temperatura. Inoltre la regione prossima all'interfaccia può non essere sede di un flusso di calore unidirezionale a causa di condizioni superficiali non uniformi.

In questo lavoro si è considerata la solidificazione unidirezionale di tre leghe di alluminio (LM6, LM24 e Al-2.7% Li) e raffreddatore in ghisa; le temperature sono state rilevate in due punti nel raffreddatore e in due punti nel getto. La configurazione del sistema è raffigurata in figura:

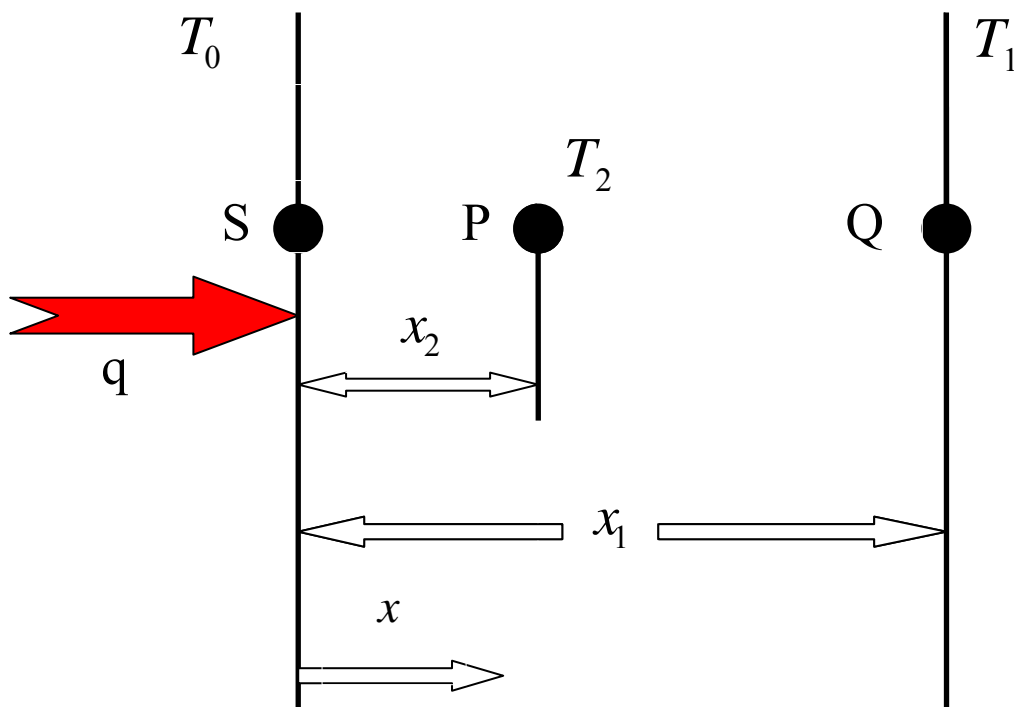


Fig. 3.1: Configurazione del sistema.

La regione fra P e Q viene analizzata come problema diretto con temperatura di bordo T_1 e T_2 mentre quella fra S e P come problema inverso, portando alla determinazione del flusso di calore q e della temperatura superficiale T_0 in S attraverso la temperatura nota T_2 in P. La soluzione deve soddisfare l'equazione monodimensionale di conduzione del calore:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k \cdot \partial T}{\partial x} \right) = \rho \cdot c \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) + L \left(\frac{\partial f_s}{\partial t} \right)$$

La procedura di calcolo non lineare di Beck determina il valore di q che in minimizza una funzione obiettivo $F(q)$ definita dall'equazione:

$$F = \sum_{i=1}^l (T_{est} - T_{mea})^2$$

ove $l=mr$ ed il significato di m è chiarito successivamente. Per la determinazione di q , le distribuzioni iniziali di temperatura nel raffreddatore e nel getto sono ottenute dalle temperature misurate e dalle condizioni al contorno note. Si assume un valore plausibile di q e con questo valore attraverso un idoneo metodo numerico alle differenze finite si calcola la distribuzione di temperatura alla fine di ogni intervallo di tempo Δt per r numero degli intervalli. In questo modo si calcola la temperatura stimata ad ogni intervallo di tempo per tutti i punti in cui è disponibile un valore di temperatura misurato. Il valore assunto di q è incrementato di εq ove ε è un numero piccolo; con questo nuovo valore di q sono calcolati ad ogni iterazione i coefficienti di sensibilità usando la relazione:

$$\phi = \frac{dT}{dq} = \frac{T_{est}(q(1 + \varepsilon)) - T_{est}(q)}{\varepsilon q}$$

questi ultimi sono determinati per ogni posizione delle termocoppie e se le proprietà del materiale variano con la temperatura devono essere calcolati ad ogni iterazione. In questo studio le proprietà del materiale sono assunte costanti. Il valore assunto di q viene corretto usando la relazione:

$$q = \frac{\sum_{i=1}^l (T_{mea} - T_{est})\phi_i}{\sum_{i=1}^l \phi_i^2}$$

e

$$q(\text{corrected}) = q(\text{old}) + \nabla q$$

la procedura è ripetuta con q corretto al posto del vecchio q finché:

$$\nabla q/q < 0.005$$

Nell'implementazione della procedura di soluzione si assume che il flusso di calore attraverso l'interfaccia sia costante in ogni intervallo di tempo $\Delta \theta$ ove

$\Delta\theta$ è un multiplo di Δt (metodo di regolarizzazione). La procedura di calcolo richiede i seguenti passi:

- Definizione di una griglia monodimensionale per i calcoli alle differenze finite.
- Determinazione delle distribuzioni iniziali di temperatura nel raffreddatore e nel getto.
- Calcolo di q e di T_m sulla superficie del raffreddatore attraverso il metodo di Beck.
- Calcolo della distribuzione di temperatura nel getto utilizzando il valore di q di cui al passo precedente.
- Calcolo di h .

Per migliorare l'accuratezza dei risultati la griglia nodale è stata infittita nelle regioni prossime interfaccia; ciò si è reso necessario a causa delle rapide variazioni di temperatura che avvengono in questa zona all'inizio della solidificazione. Come istante iniziale del calcolo si è scelto quello in cui la termocoppia all'interno del getto raggiunge il valore massimo. La temperatura iniziale del raffreddatore sulla faccia opposta all'interfaccia è stata posta uguale a quella ambiente. Ipotizzando una variazione lineare si sono calcolate le temperature nodali iniziali del metallo liquido e del raffreddatore partendo da quelle misurate. Il problema della conduzione del calore del raffreddatore è trattato come un problema inverso: utilizzando le due temperature misurate e con un valore di q iniziale di 1 Cal/cm^2 si avvia il programma di calcolo. I coefficienti di sensibilità e le correzioni di q sono ricavati attraverso la procedura di Beck. q viene stimato ad intervalli di un secondo mentre i valori di temperatura sono disponibili ad intervalli di 0.5s ($m = 2$). I calcoli sono ripetuti per intervalli di $1/24 \text{ s}$ così da soddisfare il criterio di stabilità per il metodo di calcolo alle differenze finite. Le temperature risultanti e il valore di q sono usati come valori iniziali per il ciclo di calcolo successivo. I calcoli sono ripetuti finché $\nabla q/q < 0.005$ a questo punto si ottiene anche il valore di

T_m sulla superficie del raffreddatore. Il valore di q viene poi utilizzato, insieme alle temperature misurate, per risolvere il problema della conduzione del calore nel getto: in questo caso si tratta di un problema diretto essendo note le condizioni al contorno. La soluzione è ricavata anche in questo caso attraverso il metodo di calcolo alle differenze finite. Avendo a che fare con un metallo in fase di solidificazione si è dovuto tenere conto nel calcolo della liberazione del calore latente. Viene così ricavato il valore di T_c sulla superficie del getto. Dalla conoscenza delle temperature T_m e T_c all'interfaccia e del corrispondente flusso di calore q sono stati calcolati i valori di h per mezzo dell'equazione sopra riportata:

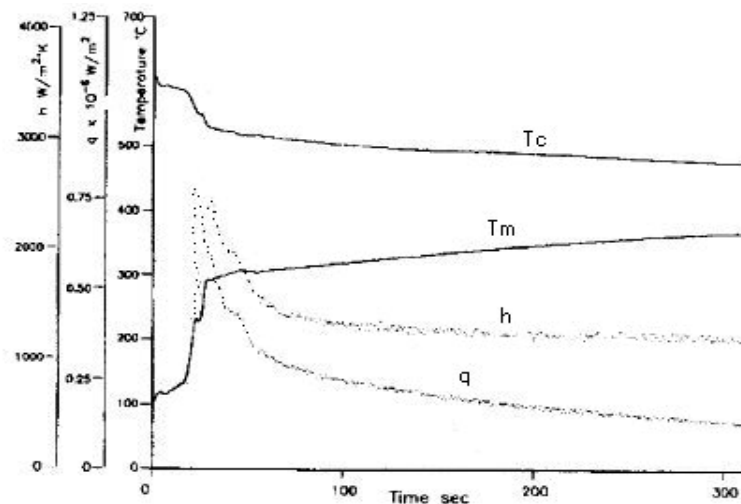


Fig. 3.2: Valori calcolati di q , T_c , T_m e h per la lega LM24.

I valori di h sono confrontati con quelli ottenuti attraverso la misura della distanza tra forma e getto che si viene a creare all'interfaccia durante la solidificazione, si può ritenere che tra i due andamenti esista un accordo soddisfacente:

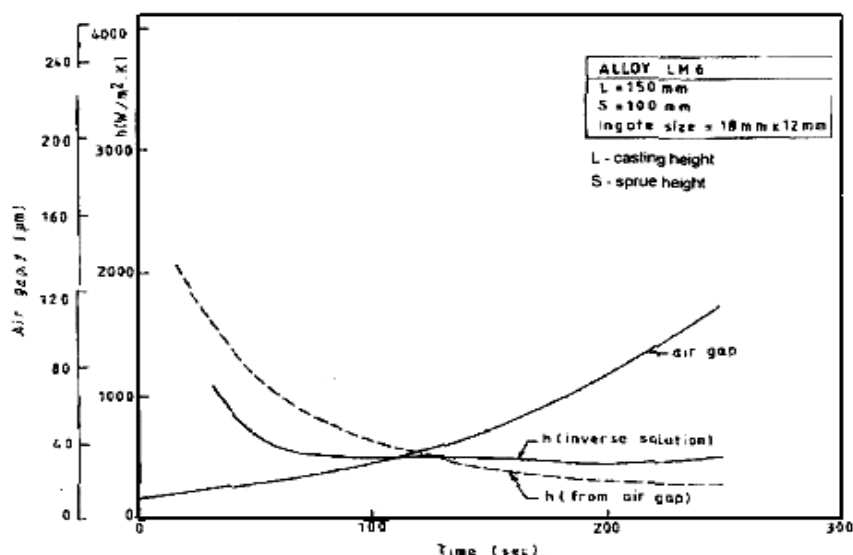


Fig. 3.3: Comparazione tra i valori di h ricavati da misure del gap d'aria all'interfaccia e quelli calcolati col metodo di Beck.

Si conclude quindi che la procedura utilizzata garantisce di potere calcolare valori realistici del coefficiente di scambio termico interfacciale nel caso di conduzione di calore unidirezionale.

3.1.1.2

Nel lavoro *“Heat flux transients at the casting/chill interface during solidification of aluminium base alloys”* (1991) di Prasanna Kumar e Narayan Prabhu, [2], il flusso di calore tra il getto ed il raffreddatore viene caratterizzato attraverso il flusso di calore all'interfaccia q . Si è costruito un modello dello scambio di calore per varie combinazioni di lega e metallo del raffreddatore. Questo modello permette di calcolo del campo di temperatura nel getto durante la solidificazione attraverso la conoscenza delle proprietà termofisiche dei materiali. Le leghe utilizzate sono: Al 13.2% Si eutettica e Al 3%Cu 4.5% Si; i raffreddatori selezionati sono in rame, ghisa e acciaio di 4 differenti spessori (30, 40, 50 e 60mm) trattati o meno superficialmente con allumina. Il raffreddatore è parzialmente immerso nella sabbia mantenendo una superficie esposta all'ambiente esterno come si può vedere nei disegni del modello e della forma:

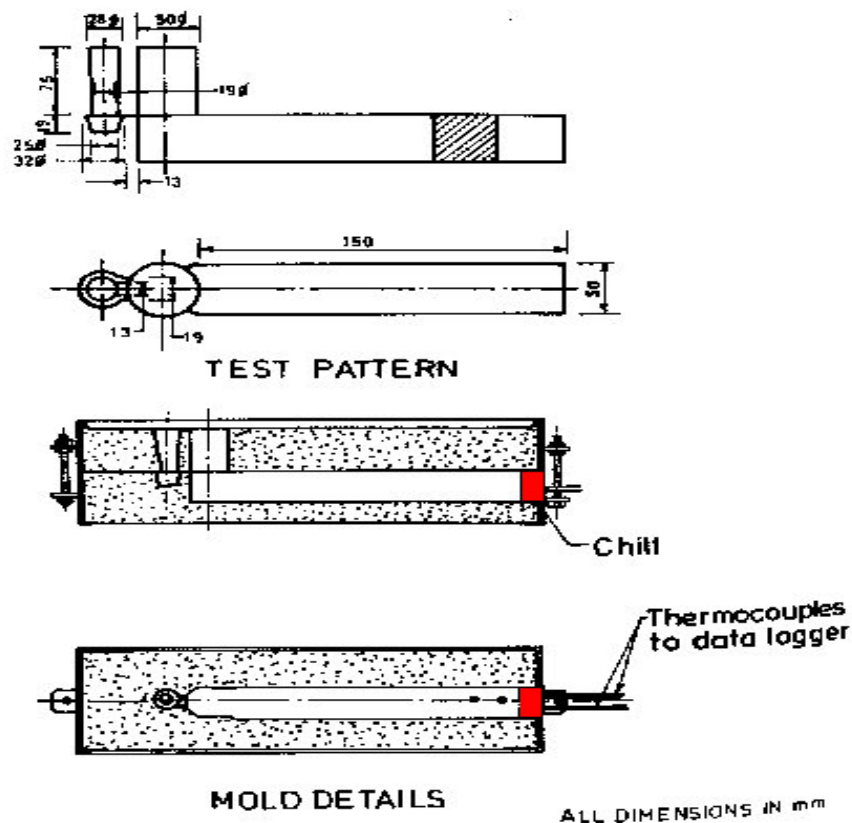


Fig. 3.4: Attrezzatura sperimentale, in rosso il raffreddatore.

La combinazione del raffreddatore e della forma in sabbia assicura un flusso di calore unidirezionale specialmente nella parte iniziale della solidificazione. Due termocoppie sono inserite nel raffreddatore: una a 2 mm dall'interfaccia l'altra vicino alla superficie esterna (a 22, 30, 38 e 38mm dall'interfaccia al crescere dello spessore) in due punti nodali utilizzati nella discretizzazione alle differenze finite del raffreddatore per l'analisi del flusso di calore. Quattro termocoppie sono inserite nel getto per monitorare la solidificazione. Il flusso di calore viene stimato ogni secondo dall'istante della colata fino a circa duecento secondi. La tecnica di calcolo non lineare utilizza un approccio numerico per stimare il flusso di calore superficiale partendo dalle temperature misurate all'interno di un solido conduttore di calore secondo lo schema:

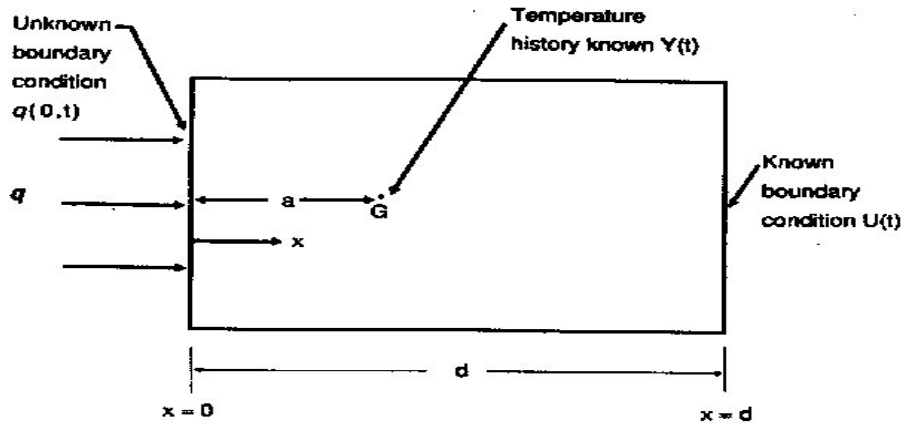


Fig. 3.5: Schema del sistema fisico.

Il metodo calcola il calore che nel tempo attraversa l'interfaccia.

L'equazione di conduzione del calore monodimensionale:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}$$

è risolta utilizzando come condizioni al contorno:

$$T(x,0) = T_i(x)$$

$$T(a,t) = Y(t)$$

$$T(d,t) = U(t)$$

Mentre la condizione $q(0,t)$ viene calcolata minimizzano la funzione:

$$F(q) = \sum_{i=1}^{Mr} (T_{n+i} - U_{n+i})^2$$

Ove

$$M = \Delta \theta / \Delta t$$

I termini T_{n+i} e U_{n+i} sono le temperature misurate e calcolate nel punto G all'istante t. Lo schema riportato mostra la discretizzazione agli elementi finiti del raffreddatore:

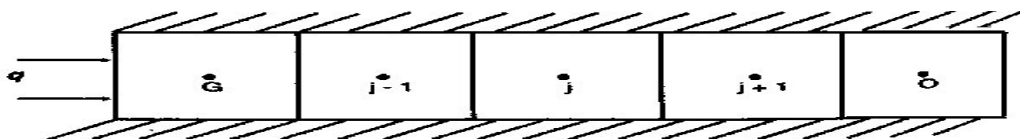


Fig. 3.6: Discretizzazione alle differenze finite del raffreddatore: G nodo monitorato, O nodo di contorno.

L'equazione di Fourier viene approssimata col metodo delle differenze finite in:

$$\frac{T_{j+1}^t - 2T_j^t + T_{j-1}^t}{(\Delta x)^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{T_j^{t+1} - T_j^t}{\Delta t}$$

Risolvendo per la temperatura nel nodo j al tempo t+1 risulta:

$$T_j^{t+1} = \frac{\alpha \Delta t}{(\Delta x)^2} (T_{j+1}^t + T_{j-1}^t) + T_j^t (1 - \alpha \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2})$$

I valori di temperatura misurati dalla termocoppia vicino all'interfaccia sono utilizzati per il calcolo del flusso di calore mentre quelli della termocoppia vicino l'altra superficie del raffreddatore sono utilizzati come condizioni al contorno U(t). L'incognita condizione al contorno q(0,t) e le temperature Y(t) sono vettorializzate con $\Delta\theta$ di 1 s e Δt pari a 0.05 s. Assunto q_m^l come noto (inizialmente $q_m^0=1$) viene stimato tramite la minimizzazione della funzione F(q) tramite una procedura interattiva derivata dallo sviluppo in serie di Taylor:

$$T_{n+1}^l \approx T_{n+1}^{l-1} + \frac{\partial T_{n+1}^{l-1}}{\partial q_m^l} (q_m^l - q_m^{l-1})$$

La derivata parziale non è altro che il coefficiente di sensibilità Φ calcolato utilizzando la:

$$\phi_i^{l-1} = \frac{T_{n+i}(q_m^{l-1}(1 + \varepsilon)) - T_{n+i}(q_m^{l-1})}{\varepsilon q_m^{l-1}}$$

Le temperature vengono calcolate utilizzando due volte il metodo alle differenze finite: la prima con q_m^{l-1} e la seconda con $q_m^{l-1}(1 + \varepsilon)$. Il valore di ε è un piccolo numero posto pari a 0.001. Applicando la condizione di minimo e differenziando rispetto a q_m^l , la correzione di q ad ogni step del calcolo risulta:

$$\nabla q_m^{l-1} = \frac{\sum_{i=1}^{Mr} (Y_{n+i} - T_{n+i}^{l-1}) \phi_i^{l-1}}{\sum_{i=1}^{Mr} (\phi_i^{l-1})^2}$$

dove:

$$\nabla q_m^l = \nabla q_m^l - q_m^{l-1}$$

La procedura è ripetuta per il nuovo valore del flusso di calore finché:

$$\frac{\nabla q_m^l}{q_m^{l-1}} < 0.005$$

Il valore finale calcolato di q_m è utilizzato come valore iniziale del flusso q_{m+1}^0 per la stima del flusso q_{m+1} per il successivo intervallo di tempo $m+1$. Il calcolo del flusso di calore come funzione del tempo prosegue fino al termine del periodo di tempo desiderato. Nel grafico riportato è rappresentato il flusso di calore calcolato nel caso di un raffreddatore in rame di 50mm di spessore e della lega Al 13.2% Si:

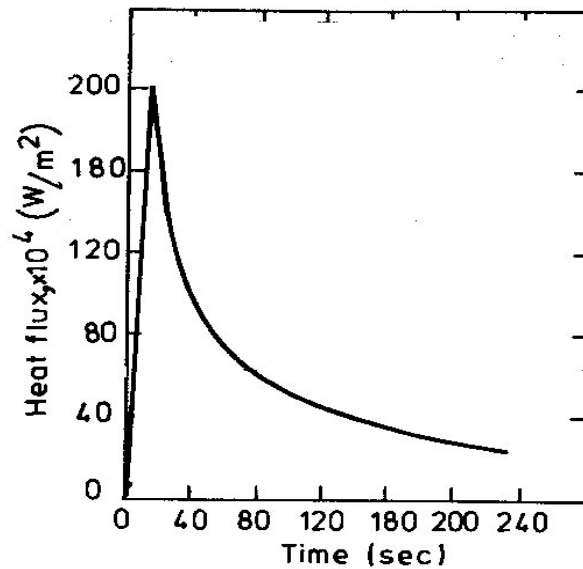


Fig. 3.7: Flusso di calore stimato per un raffreddatore in rame di 50mm di spessore non rivestito e lega Al-13.2%Si .

I valori calcolati del flusso di calore indicano la presenza di un massimo negli istanti successivi alla colata per tutte le combinazioni getto - raffreddatore considerate. I valori successivi al picco calano molto rapidamente. Il flusso di

calore iniziale è alto a causa del buon contatto tra metallo liquido e superficie del raffreddatore; quando inizia la solidificazione il contatto peggiora portando ad una riduzione del flusso attraverso l' interfaccia. Il picco nella curva del flusso di calore può essere associato all'inizio della solidificazione e viene indicato come q_{\max} . Il tempo occorrente per raggiungerlo è di circa 20 secondi per tutti gli esperimenti effettuati. È stato rilevato che q_{\max} può essere rappresentato da una funzione del tipo $q_{\max} = A(d/\alpha)^B$ dove d è lo spessore del raffreddatore, α è la diffusività termica per materia, A e B dipendono dai trattamenti superficiali. I due grafici riportati rappresentano le curve intrapolate di q_{\max} in funzione del termine d/α per le due leghe utilizzate, Al 13.2%Si e Al 3%Cu 4.5%Si rispettivamente:

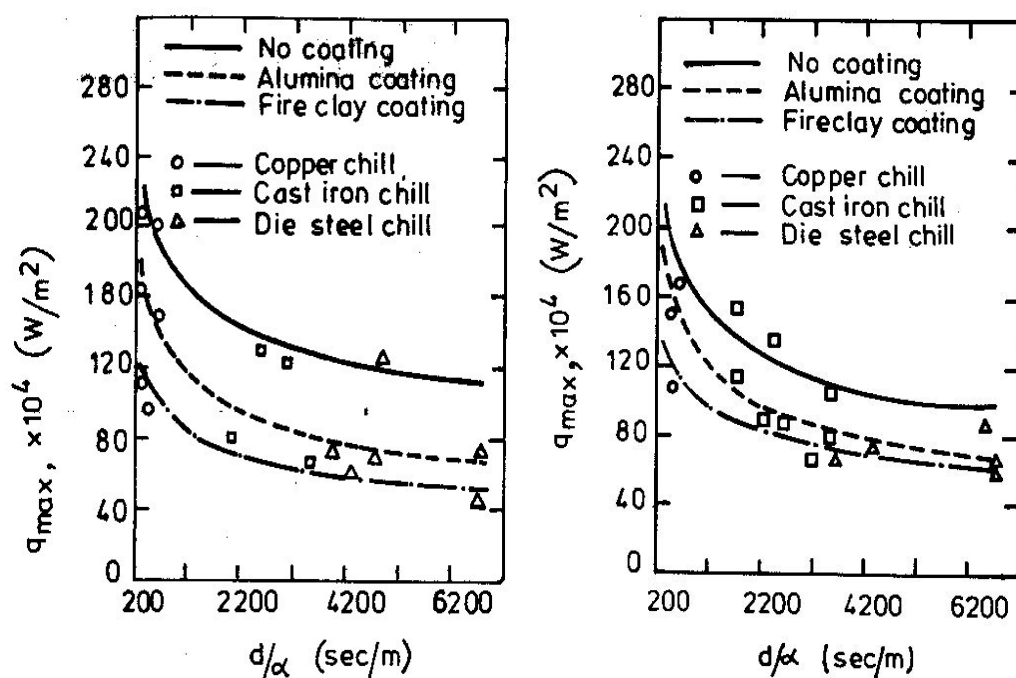


Fig. 3.8: Andamento di q_{\max} in funzione di d/α per una lega Al-13.2%Si (a destra) ed una Al-4.5%Cu (a sinistra) con differenti combinazioni di raffreddatori

I valori calcolati del flusso di calore sono utilizzati come condizioni al contorno per il getto. Vengono fatte le seguenti assunzioni:

- la forma è riempita istantaneamente;
- il flusso di calore dal getto al raffreddatore è unidirezionale;

- le proprietà termofisiche sono costanti in tutto intervallo di temperatura.

La discretizzazione del getto è rappresentato nel seguente schema ove la dimensione della griglia è di 30mm:

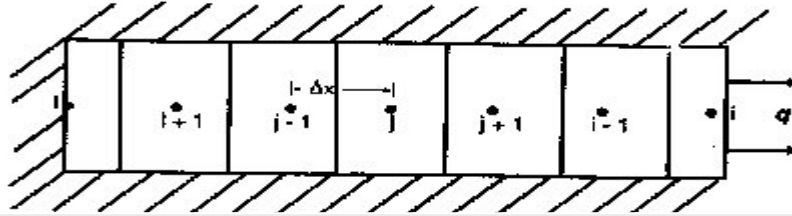


Fig. 3.9: Discretizzazione alle differenze finite del getto.

E le equazioni nodali alle differenze finite che ne derivano sono:

1. nodo i esterno

$$T_i^{t+1} = T_i^t + 2 \frac{\alpha \Delta t}{(\Delta x)^2} (T_{i-1}^t - T_i^t) - 2 \frac{q \Delta t}{(\rho c \Delta x)}$$

2. nodo j interno

$$T_j^{t+1} = \frac{\alpha \Delta t}{(\Delta x)^2} (T_{j+1}^t - T_{j-1}^t) + T_j^t (1 - 2 \frac{\alpha \Delta t}{(\Delta x)^2})$$

3. nodo l isolato

$$T_l^{t+1} = T_l^t + 2 \frac{\alpha \Delta t}{(\Delta x)^2} (T_{l+1}^t - T_l^t)$$

La temperatura del getto è misurata a 30mm dall'interfaccia con raffreddatore e questo valore viene utilizzato per un confronto con il valore stimato in quel punto: viene osservato un buon accordo tra i due valori di temperatura.

3.1.1.3

Nello studio *Effect of chill thickness and superheat on casting/chill interfacial heat transfer during solidification of commercially pure aluminium* (2001) di Gafur, Nasrul Haque e Narayan Prabhu, [3] ci si concentra sulla colata di alluminio puro colato in sabbia con raffreddatori di ghisa di diverso spessore (24, 47 e 70 mm) ad un'estremità, tramite l'attrezzatura rappresentata in figura 3.10; Le termocoppie sono poste nel raffreddatore a 4mm dall'interfaccia col

metallo ed a 4mm dall'interfaccia con l'aria, e nel metallo sempre a 4mm dall'interfaccia col raffreddatore. Il procedimento analitico-numerico di calcolo del flusso di calore interfacciale q e della temperatura superficiale del raffreddatore all'interfaccia T_{ms} è il medesimo del lavoro precedente, si evita quindi di riportarlo, tenendo conto, però, che in questo caso si tiene conto della variabilità della conducibilità con la temperatura.

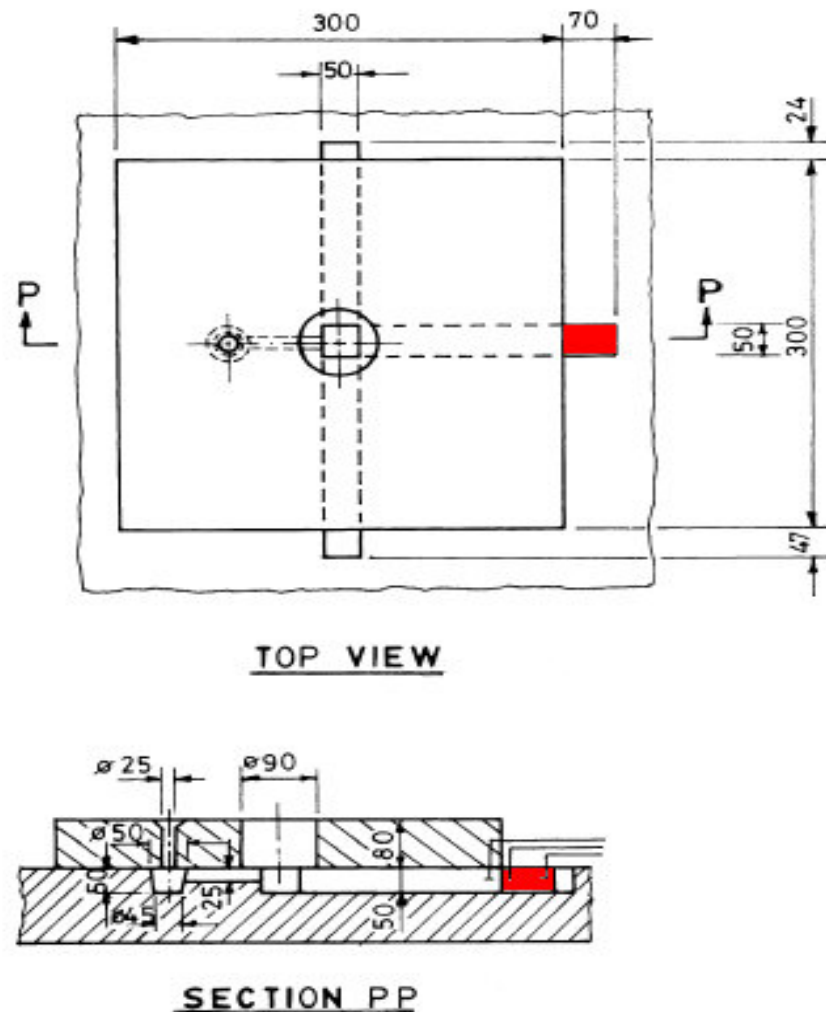


Fig. 3.10: Attrezzatura sperimentale, in rosso il raffreddatore.

Il valore calcolato del flusso di calore viene utilizzato come una delle condizioni al contorno per il calcolo della temperatura superficiale all'interfaccia del getto T_{cs} . La temperatura misurata dalla termocoppia nel getto fornisce l'altra condizione al contorno. Il coefficiente di scambio termico viene quindi calcolato tramite l'equazione:

$$h = \frac{q}{T_{cs} - T_{ms}}$$

Il grafico riportato mostra l'effetto dello spessore del raffreddatore sul flusso di calore interfacciale:

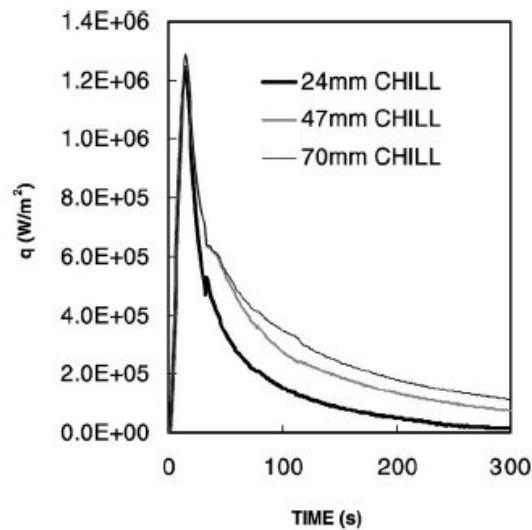


Fig. 3.11: Effetto dello spessore del raffreddatore sul flusso di calore scambiato per una temperatura di colata di 800°C.

Inizialmente q cresce fino ad un valore massimo che è praticamente coincidente per tutte le colate mentre l'effetto dello spessore sia nella parte decrescente della curva in cui al crescere dello spessore crescono i corrispondenti valori di q : ciò può essere dovuto al fatto che raffreddatori di maggiori dimensioni consentono di avere potenze termiche sottratte più alte lungo tutto l'intervallo (poiché permettono di mantenere differenze di temperatura elevate per un tempo più lungo). Da notare come in questo caso i raffreddatori risultino completamente liberi di espandersi, in ogni direzione: viene così a mancare il contributo delle tensioni di origine termica, che in effetti risulta dello stesso ordine di grandezza di quello dovuto alla semplice espansione. Nel grafico successivo in figura 12 è mostrata l'influenza benefica della temperatura di colata sul coefficiente HTC che da un valore ridotto cresce fino ad un massimo per poi stabilizzarsi su un valore pressoché costante. E' però da notare che questo comporta benefici (in termini di potenze sottratte) solo se il raffreddatore è spesso, altrimenti la solidificazione inizierebbe quando il raffreddatore stesso si è già molto scaldato, compensando negativamente gli effetti di un htc più alto con un minor salto di

temperatura. In questo studio il picco del flusso di calore è ottenuto alla fine del riempimento della forma quando la pressione metallostatica sul raffreddatore è massima e di conseguenza si ha il più intimo contatto possibile all'interfaccia. L'immagine successiva in figura 13 mostra l'effetto dello spessore del raffreddatore sul coefficiente h_{tc} per una temperatura di colata di 730 °C: Anche in questo caso l'effetto dello spessore sul coefficiente di scambio termico è trascurabile; h_{tc} dipende dalle condizioni di contatto all'interfaccia tra raffreddatore e getto. Queste ultime sono fortemente influenzate dalle condizioni superficiali e dalla bagnabilità del metallo fuso sulla superficie stessa. Chiaramente, per data temperatura di colata, le caratteristiche della superficie sono le stesse per ogni spessore del raffreddatore.

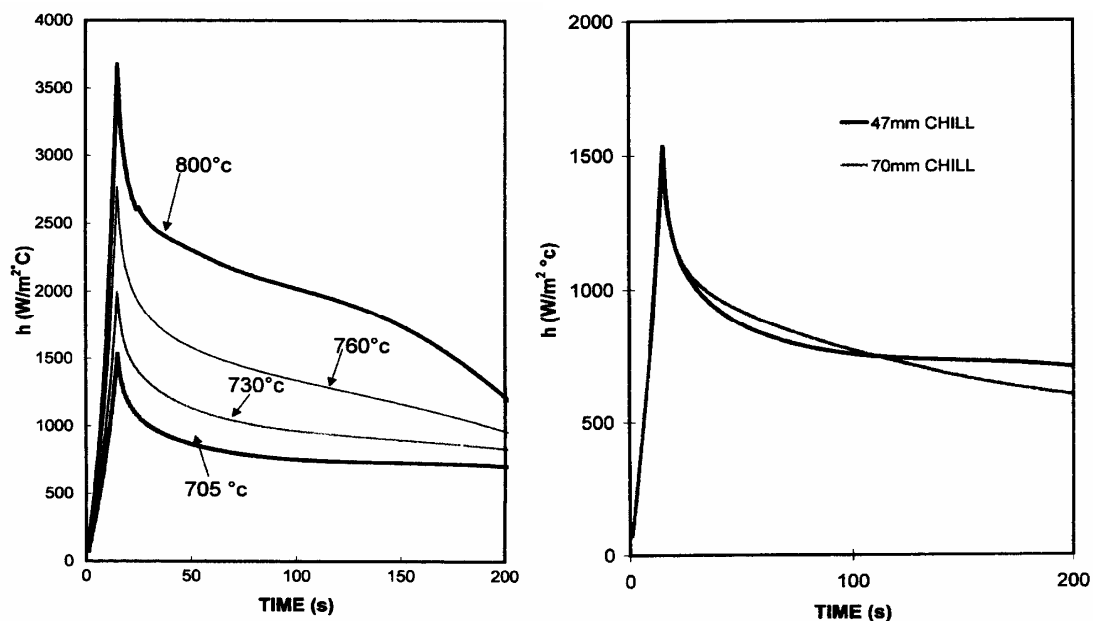


Fig. 3.12: Effetto della temperatura di colata sul coefficiente di scambio termico per un raffreddatore di 47mm di spessore. Fig.13: Effetto dello spessore del raffreddatore sul coefficiente di scambio termico per una temperatura di colata di 730°C.

3.2 SVILUPPO DI UN MODELLO PER IL CALCOLO NUMERICO

3.2.1 Il metodo delle differenze finite

Il metodo delle differenze finite è una tecnica dell'analisi numerica per la risoluzione approssimata di problemi comportanti equazioni differenziali difficilmente risolvibili con i classici metodi analitici, o per la complessità del dominio, o per la difficoltà di imporre le condizioni al contorno [4]. Nella sua applicazione più generale (problema su un dominio spazio-temporale) consiste nell'approssimare il dominio spaziale suddividendolo in sottodomini tutti uguali (segmenti se il problema è monodimensionale, quadrati se bidimensionale, cubi se tridimensionale), sufficientemente piccoli. I punti che individuano univocamente ciascun sottodominio (gli estremi se è un segmento, i vertici se è un quadrato o un cubo) vengono chiamati nodi, e la dimensione caratteristica, comune a tutti i sottodomini (lunghezza, lato o spigolo) viene impropriamente chiamata *dimensione nodale*. Il passo successivo consiste nel discretizzare il dominio temporale, suddividendolo in intervalli finiti successivi, di uguale lunghezza, sufficientemente piccoli. La lunghezza di tali intervalli è denominata *time step*. Si può dimostrare, che per un valore assegnato della dimensione nodale, e per ogni insieme di valori dei parametri del problema, esiste un valore massimo ammissibile del time step perché il problema risulti stabile. Per stabile si intende tale che gli errori non si propaghino, portando la soluzione che si ottiene a valori non conciliabili con la realtà fisica. Il concetto di stabilità è importante perché il metodo delle differenze finite è concepito proprio per risolvere i problemi con l'ausilio di software e calcolatori elettronici, nei quali sono sempre da mettere in conto gli errori di macchina (tipicamente gli errori di troncamento). Nei software più avanzati, comunque, la ricerca del time step ideale è automatica. Una volta eseguita la discretizzazione del dominio, si passa all'approssimazione delle equazioni differenziali ad equazioni algebriche: per ogni nodo *interno* si riscrive l'equazione differenziale esprimendo il valore ivi assunto dalle derivate che compaiono nell'equazione differenziale stessa, mediante la loro espressione analitica,

in cui l'incremento risulta però finito, e corrispondente alla dimensione nodale per le derivate spaziali, al time step per quelle temporali. Un'equazione differenziale diventa così un sistema di equazioni algebriche, avente per incognite i valori della funzione f in ciascun nodo, ad ogni time step successivo.

L'imposizione delle condizioni al contorno avviene con modalità differenti se si parla di condizioni essenziali (cioè sul valore della funzione) o naturali (cioè sulla derivata). *Condizioni essenziali:* E' sufficiente imporre, nei nodi corrispondenti al contorno, il valore assunto dalla funzione in tali nodi al time step corrispondente. *Condizioni naturali:* per imporre le condizioni sulla derivata in un nodo sul contorno è necessario aggiungere un nodo fittizio esterno al dominio, che non ha significato fisico; il valore della funzione in tale nodo sarà quello che soddisfa le condizioni sulla derivata nel nodo reale (che diventa a tutti gli effetti un nodo interno), espressa in una delle forme viste prima, usando, appunto, il valore della funzione nel nodo fittizio.

3.2.1.1 Esempio

Supponiamo di dover risolvere il seguente problema in un dominio monodimensionale:

$$\begin{aligned} A \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} &= B \frac{\partial f}{\partial t}; \\ x &\in [x_a, x_b], \quad t \geq 0 \\ f(x, 0) &= 0 \\ f(x_a, t) &= 0 \quad \forall t \\ \frac{\partial f}{\partial x}(x_b, t) &= K(t) \end{aligned}$$

Scelta una dimensione nodale h (e quindi un numero n di nodi reali, più uno fittizio) e un time step k possiamo scrivere il problema in questi termini:

$$\left\{ \begin{array}{l} A \frac{f(x_{i+1}, t_j) - 2f(x_i, t_j) + f(x_{i-1}, t_j))}{h^2} = B \frac{f(x_i, t_{j+1}) - f(x_i, t_j)}{k} \quad \forall i = 2 \rightarrow n, \forall j \\ f(x_i, t_1) = 0 \quad \forall i = 1 \rightarrow n \\ f(x_1, t_j) = 0 \quad \forall j \\ \frac{f(x_{n+1}, t_j) - f(x_n, t_j)}{h} = K(t_j) \quad \forall j \end{array} \right.$$

Questo sistema di equazioni algebriche è risolvibile (eventualmente mediante un elaboratore elettronico) e fornisce i valori assunti dalla f nei nodi ad ogni time step. Naturalmente i valori assunti nel nodo fittizio risultano privi di significato fisico.

3.2.2 Costruzione di un modello alle differenze finite [4] [5] [6]

Il modello matematico approssimato utilizzato si basa sull'equazione generale di scambio termico, ossia [5]:

- nel metallo:

$$k \nabla^2 T + \dot{q} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}$$

dove q vale 0 se $T > T_{liq}$ o se $T < T_{sol}$;

se invece si è all'intervallo di solidificazione q è dato dall'espressione :

$$\rho L \frac{\partial f_s}{\partial t}$$

dove f_s è la frazione solidificata. L'equazione, quindi, diventa:

$$\begin{aligned} k \nabla^2 T &= \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{se } T > T_{liq} \quad \text{o } T < T_{sol} \\ k \nabla^2 T + \rho L \frac{\partial f_s}{\partial t} &= \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \Rightarrow k \nabla^2 T = \rho \left(c - L \frac{\partial f_s}{\partial T} \right) \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{se } T_{sol} < T < T_{liq} \end{aligned}$$

L'andamento di f_s con la temperatura è, per le leghe binarie, determinato dall'equazione di Scheil:

$$f_s = 1 - \left(\frac{T_{fAl} - T}{T_{fAl} - T_{liq}} \right)^{\frac{1}{p-1}}$$

dove T_{fAl} è la temperatura di fusione del metallo base puro (nel caso dell'alluminio, 660°C), p il coefficiente di partizione $P=C_s/C_L$ ossia il rapporto fra la concentrazione di soluto nella frazione solida e quella nella frazione liquida (in generale non costante nel tempo). Tuttavia, trattandosi in effetti di una lega ternaria, l'applicazione dell'equazione di Scheil con coefficienti di partizione ritenuti verosimili, potrebbe portare a risultati non soddisfacenti: per questo si è preferito per il calcolo utilizzare una interpolazione polinomiale della curva di solidificazione ricavata dal database del software Procast. In particolare per la lega A356 l'interpolazione è stata effettuata in tre tratti data l'irregolarità della curva:

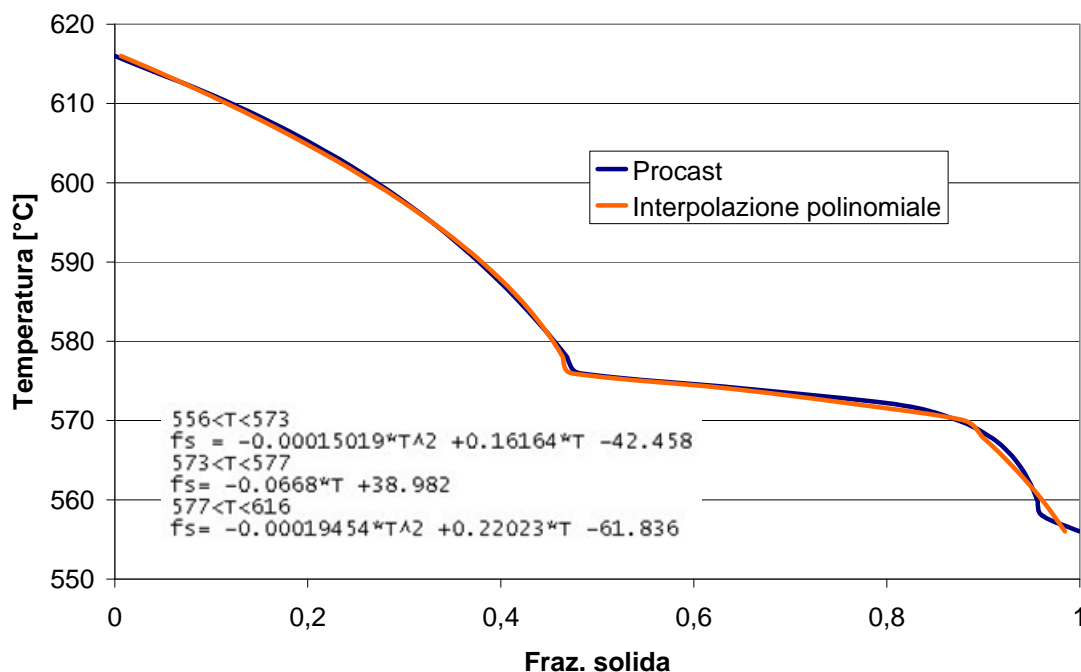


Fig. 3.13: Interpolazione polinomiale della curva di solidificazione della lega

Nei raffreddatori e nella sabbia non vi è generazione interna di calore, per cui l'equazione di conducibilità, sostituendo i valori corrispondenti alle proprietà termofisiche dei materiali, si riduce a:

$$k \nabla^2 T = \rho c \frac{\partial T}{\partial t}$$

Al fine di simulare con precisione il comportamento dei materiali durante l'esperimento si sono utilizzati valori variabili con la temperatura per le proprietà fisiche sia per le leghe colate che i metalli dei raffreddatori.

Per la lega A345 si sono considerate proprietà variabili la conducibilità, il calore specifico e la densità:

$$k = k(T); c = c(T); \rho = \rho(T)$$

Per il Cu puro, la lega di alluminio 6082 e la ghisa austenitica costituenti i raffreddatori si sono considerate proprietà variabili la conducibilità ed il calore specifico:

$$k = k(T); c = c(T)$$

Nel caso dei raffreddatori la densità del materiale è stata considerata costante vista la sua limitata variabilità in materiali che non subiscono cambiamenti di fase.

3.2.1.1 Cu puro

Densità: 8361 Kg/m³

Conducibilità:

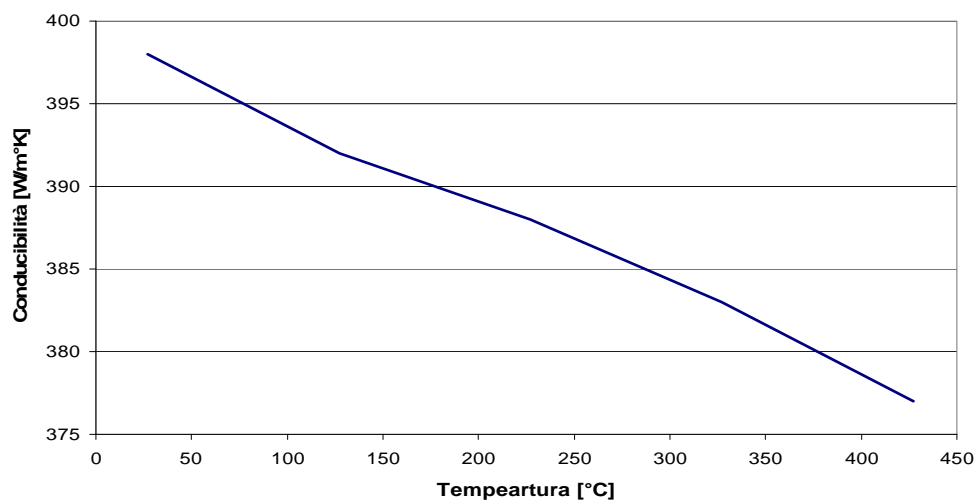


Fig. 3.14: Conducibilità del rame puro.

Calore specifico:

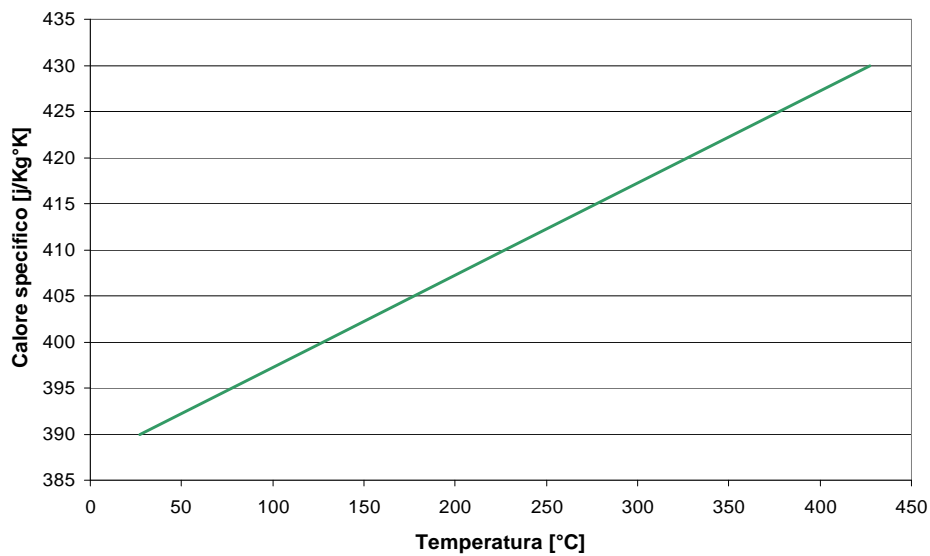


Fig. 3.15: Calore specifico del rame puro.

3.2.1.2 Lega di alluminio 6082 (per questo materiale non sono stati reperiti valori variabili con la temperatura), Densità: 2710 Kg/m^3 , Conducibilità: $170 \text{ W/m}^\circ\text{K}$, Calore specifico: $894 \text{ J/Kg}^\circ\text{K}$,

3.2.1.3 Ghisa austenitica

Densità: 7210 Kg/m^3 , Conducibilità:

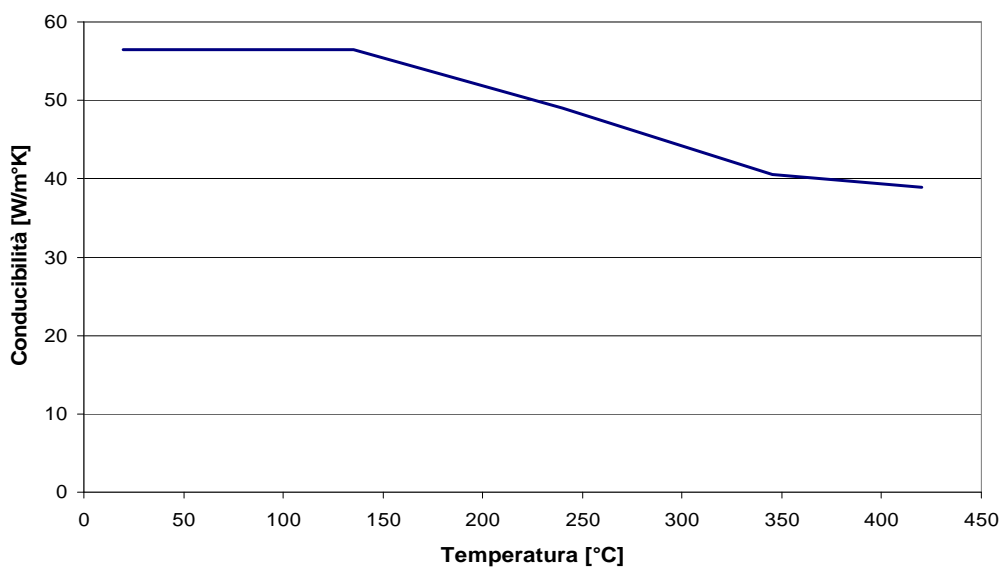


Fig. 3.16: Conducibilità termica di una ghisa austenitica.

Calore specifico:

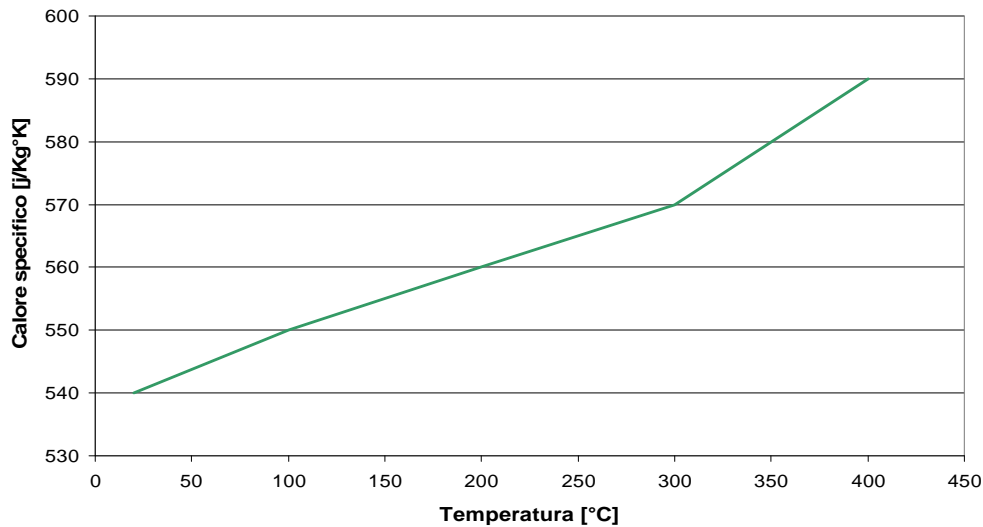


Fig. 3.17: Calore specifico di una ghisa austenitica.

Anche questi valori sono stati ricavati dal database del software Procast: questo fornisce coppie caratteristica fisica-temperatura (x,T) che sono state collegate linearmente al fine di ottenere i valori di $x=f(T)$ in tutto il dominio di temperatura considerato, come verrà mostrato nel capitolo dedicato al programma di calcolo sviluppato. Le condizioni al contorno sono tutte di tipo naturale, in particolare:

- all'interfaccia getto-sabbia:

$$-kgradT = HTC_{met-sab} (T_{met} - T_{sab})$$

all'interfaccia sabbia-raffreddatore:

$$-kgradT = HTC_{raff-sab} (T_{raff} - T_{sab})$$

- all'interfaccia getto-raffreddatore:

$$-kgradT = HTC_{met-raff} (T_{met} - T_{raff})$$

Per approssimare questo modello alle differenze finite, e superare alcune difficoltà concettuali (prime fra tutte la conoscenza dell'HTC getto-sabbia e sabbia-raffreddatore), si sono introdotte alcune ipotesi:

- 1) problema monodimensionale: si suppone cioè che il flusso termico avvenga esclusivamente nella direzione longitudinale del raffreddatore.
- 2) come istante iniziale è stato preso quello in cui si rilevano i valori massimi di temperatura forniti dalle termocoppie nel getto

3) come condizioni iniziali di temperatura si è supposta una variazione di temperatura all'incirca lineare nei raffreddatori, mentre per il getto si è utilizzato un valore costante.

Nel caso del programma sviluppato per il calcolo dei coefficienti di scambio termico getto-raffreddatore si sono considerati nulli in tutto il dominio gli Htc delle prime due formulazioni: si è quindi considerato nullo lo scambio termico tra sabbia e getto e quello tra raffreddatore e sabbia. Ciò è dovuto alla necessità di utilizzare un modello monodimensionale per poter risolvere numericamente il problema.

3.3 IL METODO DI BECK

3.3.1 Introduzione:

La seguente figura schematizza l'interfaccia in analisi per il calcolo dei coefficienti htc con l'estremità del getto (sulla sinistra), il flusso di calore q ed il raffreddatore (sulla destra):

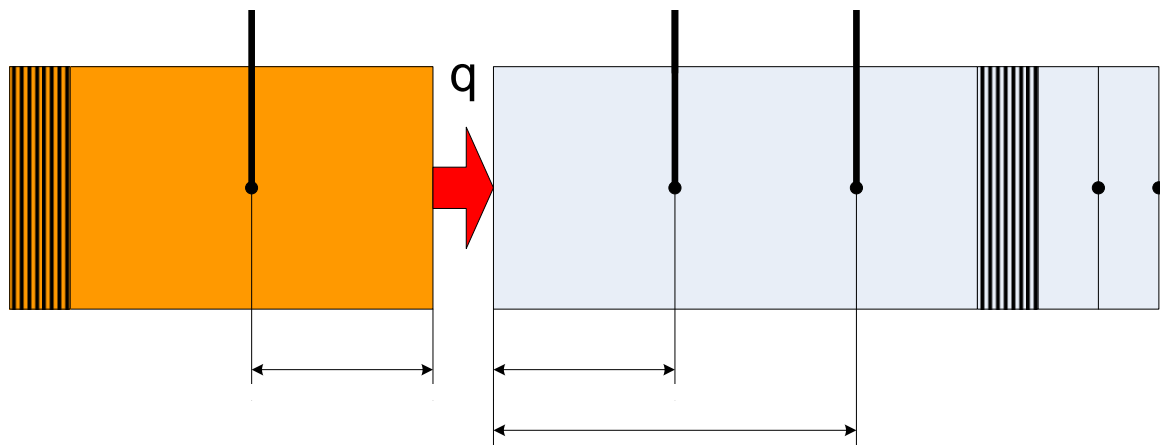


Fig. 3.18: Rappresentazione schematica del sistema: in arancione il getto, in azzurro il raffreddatore.

Il raffreddatore è analizzato come problema inverso della trasmissione del calore, portando alla determinazione del flusso di calore q e della temperatura superficiale T_r in A, note le temperature T_1 e T_2 misurate dalle termocoppie [7] [8] [9]. La regione del getto tra fra P e Q è studiato come problema diretto della trasmissione del calore

essendo note, quali condizioni al contorno, la temperatura T_3 misurata dalla termocoppia ed il flusso di calore uscente dalla superficie all'interfaccia: dal calcolo si ricava T_g . I coefficienti di scambio termico saranno quindi calcolati per definizione con la seguente:

$$h_{tc} = \frac{q}{T_g - T_r}$$

La zona trattata come problema diretto della trasmissione del calore viene risolta grazie al modello alle differenze finite definito nel capitolo sul calcolo numerico. La procedura di calcolo non lineare di Beck è utilizzata invece per lo studio del raffreddatore sede di un problema inverso della trasmissione del calore: in questo tratto si ha a disposizione una sola condizione al contorno sulla faccia opposta all'interfaccia a contatto con la sabbia; in prossimità di D si pone una semplice condizione di uguaglianza tra le temperature negli ultimi due nodi della discretizzazione (N-1 ed N). Questa zona di fatto isolata termicamente sul lato sabbia, in particolare nella prima parte dell'esperimento, è sede di un campo di temperatura poco variabile. IL metodo di Beck determina il valore di q che minimizza una funzione obiettivo $F(q)$ definita dall'equazione:

$$F = \sum_{z=1}^l \left(T_{est_z} - T_{mea_z} \right)^2$$

Ove l è il numero di nodi in cui è misurata la temperatura ed in cui, quindi, è possibile verificare le temperature calcolate (nel nostro caso 2). Per la determinazione di q , le distribuzioni iniziali di temperatura nel raffreddatore sono ottenute interpolando linearmente le temperature misurate dalle termocoppie. Si assume un valore plausibile di q e con questo attraverso un metodo numerico alle differenze finite si calcola la distribuzione di temperatura alla fine di ogni intervallo di tempo Δt per r numero degli intervalli. In questo modo si calcola la temperatura stimata ad ogni intervallo di tempo per tutti i punti in cui è disponibile un valore di temperatura misurato. Il valore assunto di q è incrementato di ϵq ove ϵ è un numero piccolo; con questo nuovo valore di q sono calcolati ad ogni iterazione i coefficienti di sensibilità usando la relazione:

$$\phi_i = \left(\frac{dT}{dq} \right)_i = \frac{T_{est_i}(q(1 + \varepsilon)) - T_{est_i}(q)}{\varepsilon q}$$

Questi ultimi sono determinati per ogni posizione delle termocoppie. Il valore assunto di q viene corretto usando la relazione:

$$q = \frac{\sum_{i=1}^l (T_{mea_i} - T_{est_i}) \phi_i}{\sum_{i=1}^l \phi_i^2}$$

e

$$q(\text{corretto}) = q(\text{old}) + \nabla q$$

la procedura è ripetuta con q corretto al posto del vecchio q finché:

$$\frac{\nabla q}{q} < 0.005$$

Nell'implementazione della procedura di soluzione si assume che il flusso di calore attraverso l'interfaccia sia costante in ogni intervallo di tempo $\Delta\theta$ (nel nostro caso 1s) ove $\Delta\theta$ è un multiplo di Δt (metodo di regolarizzazione). La procedura di calcolo richiede in sintesi i seguenti passi:

- Definizione di una griglia monodimensionale per i calcoli alle differenze finite.
- Determinazione delle distribuzioni iniziali di temperatura.
- Calcolo di q e di Tr sulla superficie del raffreddatore.

Come istante iniziale del calcolo si è scelto quello in cui la termocoppia all'interno del getto raggiunge il valore massimo. Ipotizzando una variazione lineare si sono calcolate le temperature nodali iniziali del raffreddatore partendo da quelle misurate dalle termocoppie. Utilizzando un valore di q iniziale di 1 W/m² si avvia il programma di calcolo: si calcolano i coefficienti di sensibilità e le correzioni di q .

q viene stimato ad intervalli di un secondo mentre i calcoli sono ripetuti per intervalli Δt di 1/100 s nei casi dei raffreddatori in ghisa e di 1/400 s nel caso dell'alluminio e del rame, così da soddisfare il criterio di stabilità per il metodo di calcolo alle differenze finite. La convergenza dipende infatti dal termine:

$$\frac{\alpha \Delta t}{(\Delta s)^2} \text{ ove } \alpha = \frac{k}{\rho c_p}$$

K conducibilità termica, ρ densità e c_p calore specifico. Risultando il termine α nel caso dell'alluminio e della rame superiore al caso della ghisa, ed essendo il termine Δs scelto costante (pari a 2mm) si sono dovuti utilizzare i valori di Δt suddetti perché il calcolo numerico non subisse instabilità intollerabili. Le temperature risultanti e il valore di q sono usati come valori iniziali per il ciclo di calcolo successivo.

3.3.2 Distacco all'interfaccia

In conclusione si fa un accenno al distacco che realmente avviene all'interfaccia tra raffreddatore e getto a causa del ritiro di quest'ultimo. Esso è ben visibile nella seguente documentazione fotografica ripresa a colata avvenuta:

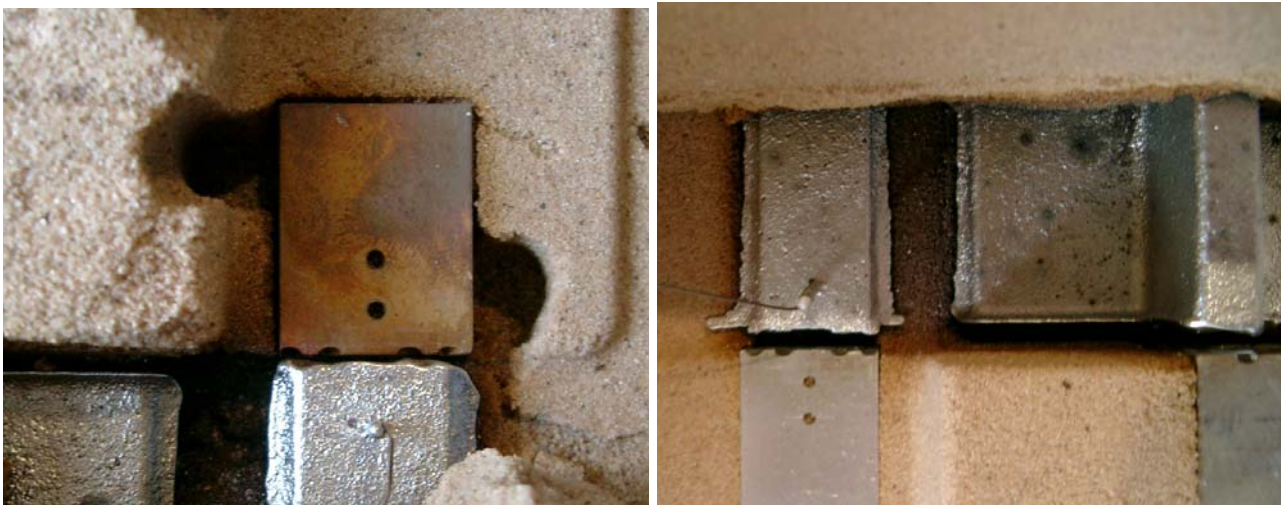


Fig. 3.19: Esempi fotografici del gap formatosi all'interfaccia durante la solidificazione.

Viene quindi confermata la validità di un modello del sistema che preveda la formazione di questo gap e che, svincolando il raffreddatore ed il getto, lasci il collegamento tra essi al solo passaggio di un flusso di calore q , il quale col procedere della solidificazione non potrà far altro che portarsi su valori molto bassi vista la scarsa conducibilità dal cuscinetto gassoso che deve attraversare.

3.4 APPROCCIO SPERIMENTALE

3.4.1 Il sistema di misura delle temperature

3.4.1.1 Termocoppie -

Per pratica consolidata nel campo dell'ingegneria, e visto anche quanto fatto in esperimenti analoghi si è optato per l'utilizzo di termocoppie quali sensori di temperatura. Una termocoppia è un sensore elettrico che misura una differenza di temperatura fra due oggetti o, in generale, due punti dello spazio. E' costituita, nella sua forma più elementare, da due fili di materiali conduttori diversi, collegati fra loro alle due estremità mediante saldatura o semplice arrotolamento l'uno su l'altro. Se, fra le due giunzioni, si instaura una differenza di temperatura, si origina una forza elettromotrice (*effetto Seebeck*) di andamento crescente con il ΔT . La legge che lega la f.e.m. alla differenza di temperatura dipende dai materiali di cui sono costituiti i conduttori: in molti casi la si può considerare, a tratti, lineare. Oltre che un andamento il più possibile lineare, ai materiali costituenti le termocoppie sono richiesti anche resistenza (meccanica ed alle temperature di misura), scarsa inerzia termica (per avere tempi rapidi di risposta), alta sensibilità e stabilità di funzionamento in ogni condizione. E' evidente come, per la nostra sperimentazione, le termocoppie da impiegare siano quelle in chromel-alumel: infatti il range di temperature da misurare va dalla temperatura ambiente fino alla temperatura di colata della lega di alluminio (730°C). Anche nella motta si raggiungeranno presumibilmente temperature intorno ai 600°C . Inoltre in questo campo di temperature, le termocoppie in chromel-alumel sono da preferire a quelle in ferro-costantana per ragioni di linearità della risposta. Le termocoppie in platino-platino/rodio, infine, sono da scartare per il costo elevato. Le termocoppie possiedono due importantissime proprietà, che le rendono industrialmente sfruttabili:

1) **LEGGE DEL METALLO INTERMEDIO**: per un assegnato ΔT , la f.e.m. originata non cambia se si apre una delle giunzioni e si collegano le due estremità con un

terzo conduttore, purché le due nuove giunzioni restino alla stessa temperatura. Questo consente, evidentemente, di misurare la f.e.m. aprendo la giunzione non alla temperatura da misurare e collegando i due conduttori ad un qualsiasi strumento di misura (naturalmente ora il ΔT è fra l'altra giunzione e i morsetti, o in generale i punti di prelievo dello strumento).

2) **LEGGE DELLA TEMPERATURA INTERMEDIA**: se T_1 e T_3 sono le temperature delle due giunzioni ($T_1 > T_3$), la f.e.m. della termocoppia è uguale alla somma delle f.e.m. di altre due termocoppie degli stessi materiali, con le giunzioni alle temperature rispettivamente T_1 , T_2 e T_2 , T_3 con T_2 temperatura qualsiasi (eventualmente una delle f.e.m. può essere negativa). Ciò permette, in teoria, di risalire alla temperatura che si vuole misurare qualunque sia la temperatura dell'altra giunzione. Nota infatti la legge f.e.m.-temperatura, con T_0 temperatura di riferimento (a cui si attribuisce cioè f.e.m. nulla), se T_a è la temperatura della giunzione fredda e T è la temperatura da misurare, per risalire al valore di T occorre sommare la f.e.m. E_1 della termocoppia (corrispondente a $T - T_a$) alla f.e.m. E_2 corrispondente a $T_a - T_0$ (ricavabile dalla legge suddetta). Tale somma è uguale alla f.e.m. E di una termocoppia con le giunzioni rispettivamente a T e T_0 :

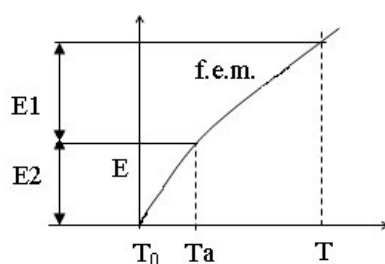
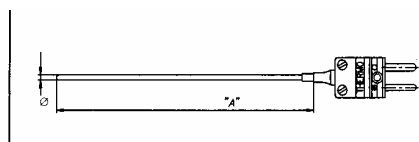


Fig. 3.20: Forze elettromotrici corrispondenti alle varie differenze di temperatura: compensazione.

Questo modo di procedere è ovviamente macchinoso e si può porre rimedio nei seguenti modi: o si tiene la giunzione fredda immersa in un bagno termostatico (ad esempio di ghiaccio fondente), oppure, strada adottata di solito, si inserisce in serie alla termocoppia un adeguato elemento compensatore. Un esempio potrebbe essere un ponte di Wheatstone con tre resistenze uguali e indipendenti dalla temperatura e una variabile con la temperatura, di valore uguale alle altre tre (e quindi squilibrio

nullo) solo alla temperatura T_0 , e con legge di variabilità tale da creare lo squilibrio corrispondente alla f.e.m. termocoppia che lavora sotto lo stesso ΔT . In questo modo, se il ponte è alla temperatura T_a dell'esempio precedente, lo squilibrio è pari a E_2 , che viene automaticamente sommato (essendo in serie) alla f.e.m. della termocoppia corrispondente a $T - T_a$. Oppure si ricorre ad apparecchiature elettroniche più sofisticate, dette termistori. E' facile vedere il vantaggio delle termocoppie rispetto ai normali termometri: un segnale elettrico può essere amplificato a piacere, essere trasformato da analogico a digitale, trasportato facilmente a notevoli distanze etc. Inoltre il costo delle termocoppie risulta contenuto rispetto ad altri strumenti di tipo elettrico (le termoresistenze). Il trasporto del segnale teoricamente non presenta problemi, in quanto è sufficiente costruire una termocoppia della lunghezza necessaria. In realtà, però, per ragioni di economia, si ricorre a speciali cavi, detti compensati (utilizzando dei normali conduttori, infatti, si corre il rischio che la temperatura della giunzione fredda sia diversa da quella dei morsetti dello strumento di misura, posto a distanza rilevante: ciò metterebbe fuori gioco il sistema di compensazione elettrico descritto precedentemente). I cavi compensati sono costituiti di materiali con proprietà termoelettriche molto simili a quelle della termocoppia, in modo che il sistema li percepisca come facenti parte della termocoppia stessa, ma dal costo notevolmente più basso. Naturalmente la precisione della misura risulta comunque leggermente inficiata, ma in maniera solitamente non pregiudicante le esigenze industriali. Il tipo di termocoppia scelto (K) è stato fornito dalla la TERSID di Milano; i dati delle termocoppie sono riportati di seguito: Termocoppia semplice, Giunto caldo isolato, Materiale della guaina: Inconel 600 Normativa: ANSI MC 96.1-1982, Le termocoppie sono realizzate secondo la normativa IEC in Chromel/Alumel 18.



Serie MTS-15000 con spina miniatura
 Tipo di termocoppia: J-K-T-E-N-S-R
 Diametro guaina: 1,0-1,6-3,2 mm.
 Lunghezza guaina «A»: su richiesta

Fig. 3.21: Termocoppia Tersid utilizzata nelle prove sperimentali.

3.4.1.2 Scelta dei punti di misura -

Si è scelto di effettuare 3 rilievi di temperatura nell'intorno dell'interfaccia oggetto di studio, un numero sufficiente a caratterizzare la distribuzione di temperatura nell'intorno stesso e che non rischia di portare a risultati non convergenti: un numero di misurazioni che è stato adottato in esperimenti analoghi riportati in letteratura. Le interfacce strumentate sono state sia quella metallo-raffreddatore che quella metallo-sabbia, quest'ultima in una zona sufficientemente lontana dal raffreddatore da non risentire della sua influenza, ed anche non troppo vicina alla zona del parallelepipedo interessata dall'ingate. Si riporta sotto lo schema di disposizione delle termocoppie, una immersa nel metallo e due posizionate nel raffreddatore all'interfaccia di destra, una immersa nel metallo e due posizionate nella sabbia all'interfaccia di sinistra (dimensioni in mm):

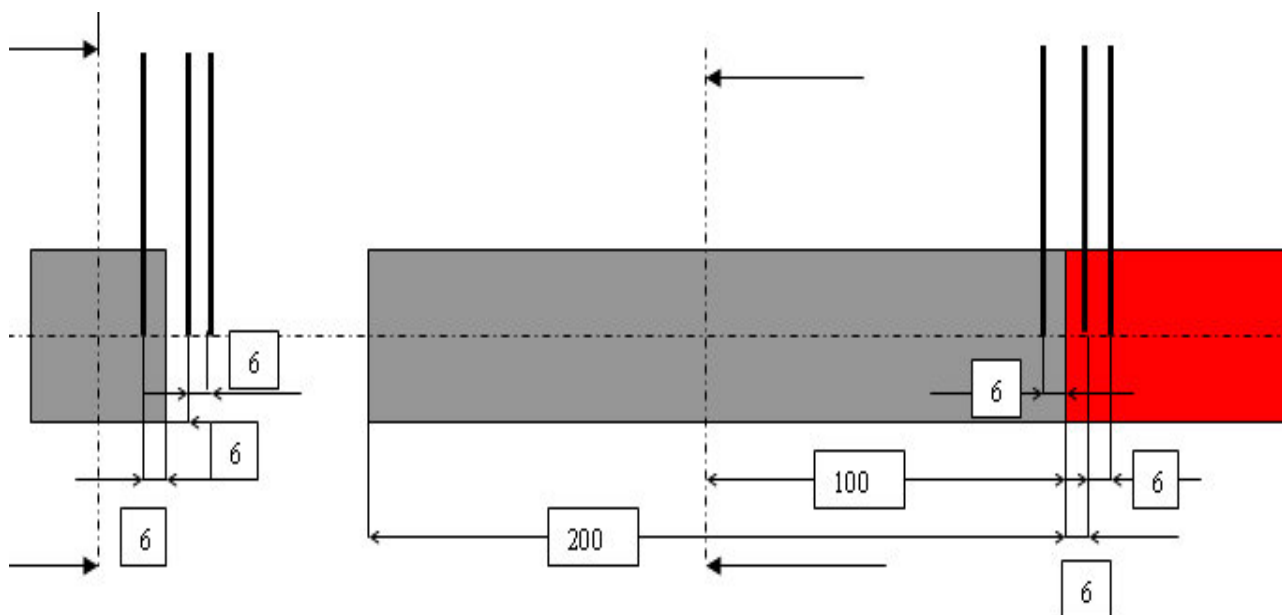


Fig. 3.22: Disposizione delle termocoppie in un parallelepipedo strumentato (grigio) e relativo raffreddatore (rosso); quote in mm.

La scelta di una distanza di 6 mm dall'interfaccia, e fra termocoppia e termocoppia, è stata dettata dalla necessità, di mantenere, nella sabbia, ma per sicurezza anche nel raffreddatore, un'intercapedine di almeno 4 mm tra l'interfaccia col metallo fuso e la generatrice del foro , onde evitare che la pressione del metallo stesso potesse sfondarla (questione emersa dal dibattito con i tecnici della Fonderia Scacchetti). E' poi importante notare che la distanza a cui collocare le termocoppie dall'interfaccia non deve essere eccessiva, altrimenti la termocoppia rischia, specie nei primi istanti, di risentire poco dello scambio termico, con inevitabili errori nella determinazione dell'HTC. Riguardo infine al lato del parallelepipedo dalla cui parte collocare le termocoppie, è ovvio che dovrà essere quello esterno, in modo che la zona di misura non risenta della presenza del runner. Concettualmente, non sarebbe cambiato nulla collocando le termocoppie nella sabbia in corrispondenza di una delle interfacce orizzontali, ma le difficoltà di posizionamento sarebbero state maggiori, perché lo spessore di sabbia da attraversare sarebbe stato molto superiore (ogni semimotta è alta circa 150 mm, e larga più di 500mm). La collocazione di una termocoppia in un punto piuttosto che in un altro di quelli scelti ha importanti conseguenze. La principale è che una termocoppia che deve rilevare la temperatura all'interno del getto subirà un salto termico notevole, passando dalla temperatura ambiente a circa 700°C, e in seguito, nei primi istanti, specie quella in prossimità del raffreddatore, misurerà un transitorio termico piuttosto rapido; mentre quelle situate nel raffreddatore o nella sabbia subiranno un riscaldamento più graduale. Ne consegue che sarebbe quanto meno desiderabile, per le termocoppie situate nel metallo, un'inerzia termica bassa, per poter inseguire più rapidamente le brusche variazioni di temperatura che dovranno rilevare, e ridurre di conseguenza gli errori di misura. Si è quindi deciso di utilizzare, in seguito a discussione con i responsabili della TERSID, per questi rilievi, termocoppie di diametro 0.5mm. Un diametro di 1 mm è stato invece ritenuto sufficientemente le restanti rilevazioni. L'altra questione, non meno rilevante, è che le termocoppie affogate nel metallo, in seguito alla solidificazione vengono perse, inglobate all'interno del getto: in fase di acquisto è

stato quindi necessario prevedere un numero adeguato di termocoppie da 0.5mm di diametro. Quelle collocate al di fuori dal getto sono invece riutilizzabili più volte. E' da precisare che le termocoppie di diametro 0.5mm vengono costruite solo su commessa, mentre quelle da 1mm sono acquistabili da catalogo.

3.4.1.3 Catena di misura

In seguito a consultazione con tecnici esperti nel settore dell'acquisizione dati, è emerso che il sistema di acquisizione più indicato era costituito dai seguenti componenti, riportati nello schema rappresentato:

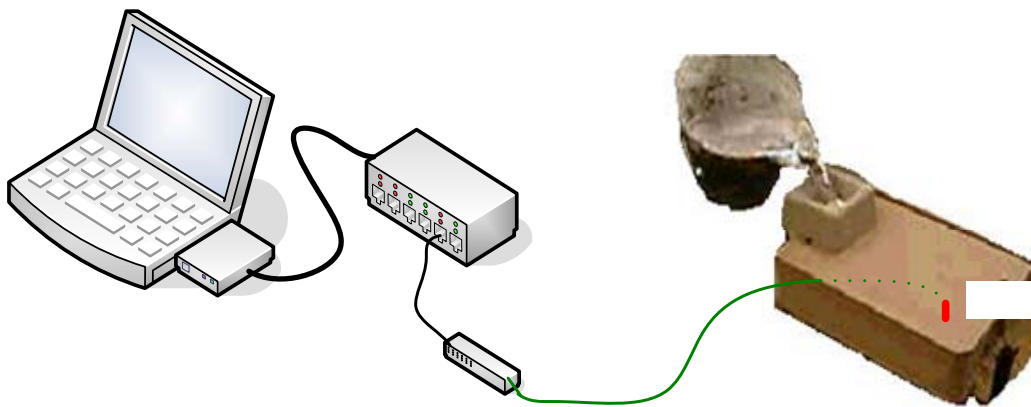


Fig. 3.23: Rappresentazione schematica del sistema di misura.

I singoli componenti del sistema schematizzato sono:

1) *Termocoppie e cavi compensati*: l'utilizzo di cavi compensati si rende necessario per mantenere una distanza di sicurezza fra la zona di misura e i componenti del sistema di acquisizione dati. Ovviamente tale cavo, vista la forma della termocoppia, deve essere costituito come una prolunga, dotata di presa e spina volante dello stesso tipo della spina terminale della termocoppia. Normalmente, comunque, tali terminali sono unificati.

2) *Condizionatori di segnale*: le cui funzioni sono

- eliminazione di disturbi e/o rumori di fondo;
- amplificazione del segnale (normalmente di bassa o bassissima potenza);
- compensazione.

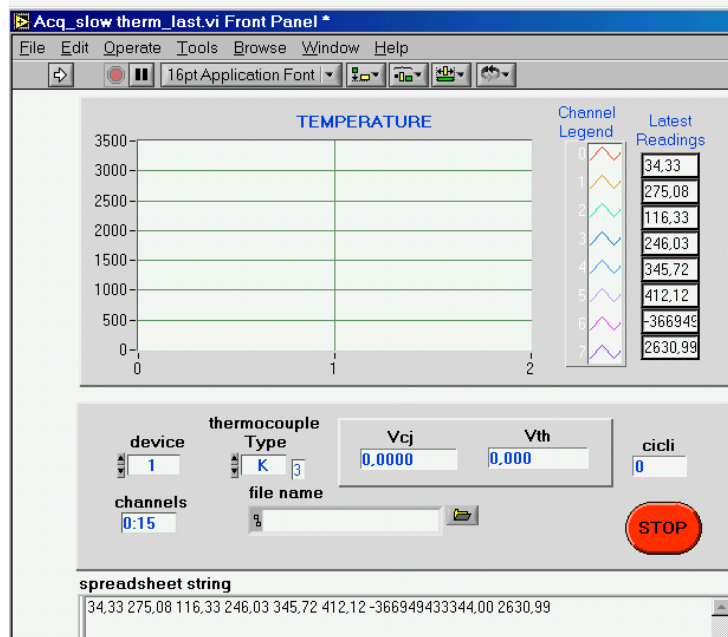
Riportiamo i dati forniti dal costruttore (National Instruments; per l'Italia Nemesis, Ferrara): Ciascun condizionatore di segnale accetta come input il segnale proveniente da termocoppie di svariati tipi, con un range di ± 100 mV. Al suo interno comprende tra l'altro un filtro passa-basso (frequenza di taglio 2 Hz), un amplificatore di segnale (costante di guadagno 100) e un termistore di compensazione per la giunzione fredda. L'output del condizionatore consiste di due segnali: quello della termocoppia (opportunamente filtrato e amplificato) e quello di riferimento del termistore di compensazione. E' stato utilizzato un condizionatore di segnale National Instruments modello SCC-TC01 che essendo strutturato per accettare in ingresso terminali a spina unificati, consente manovre di collegamento più rapide con le termocoppie. Naturalmente è indispensabile che i cavi compensati possiedano sia il terminale presa (per collegarsi alle termocoppie) sia il terminale spina (per collegarsi al condizionatore di segnale).

3) *Shielded Carrier*: lo Shielded Carrier disponibile in laboratorio (denominato commercialmente SC 2345) possiede 20 terminali in cui è possibile, in teoria, alloggiare altrettanti condizionatori di segnale mediante i relativi terminali di collegamento. Esternamente possiede un ulteriore terminale, a cui è possibile connettere il cavo di collegamento alla scheda di acquisizione dati. La funzione dello Shielded Carrier è quella di convogliare i segnali provenienti da più sensori verso un'unica scheda di acquisizione. Nel nostro caso, bisogna tenere presente che i segnali in ingresso sono pari al doppio del numero dei condizionatori, in quanto, come si ricorderà, da ciascuno provengono sia il segnale di temperatura non compensato, sia quello di compensazione. Di conseguenza, il numero massimo di segnali di temperatura convogliabili dallo strumento è 10.

4) *Scheda di acquisizione*: strumento piuttosto delicato in quanto deve essere collegato al computer portatile assicurandosi che al momento della manovra di inserimento o di rimozione il computer sia spento. Dalla scheda si diparte il cavo che termina con una presa per la connessione allo Shielded Carrier. La scheda di acquisizione utilizzata è in grado di ricevere, e convertire in formato digitale,

leggibile e gestibile da un computer, 8 segnali elettrici contemporaneamente, mentre si ricorderà che lo Shielded Carrier ne può convogliare fino a 10 (20 se per ogni misura non debba anche essere eseguita la compensazione). Ne consegue che è la scheda a determinare il numero massimo di segnali acquisibili. Per questo motivo, si è deciso di strumentare ciascun parallelepipedo con 6 termocoppie, di base, e lasciare due canali liberi per eventuali necessità di altri rilievi (ad esempio rilievo della temperatura ambiente, o della temperatura iniziale di colata etc.).

5) *Computer portatile*: una volta acquisito il segnale, occorre che l'utente sia in grado di gestirlo a piacimento tramite computer. In particolare bisogna poter: decidere l'intervallo di acquisizione del segnale (di default pari a 1KHz, un rilievo ogni 10^{-3} secondi) e trascrivere automaticamente i dati acquisiti su file leggibili in seguito e gestibili attraverso Windows. La National Instruments rende disponibile, sul mercato, un potente strumento per interfacciare i suoi prodotti (scheda d'acquisizione, Shielded Carrier e condizionatori di segnale) con i PC portatili: si tratta del linguaggio di programmazione Labview. Un programma in Labview prende il nome di *strumento virtuale* (Virtual Instrument, o VI); il pregio principale di Labview, oltre all'estrema versatilità (consente anche di eseguire programmi di tipo matematico, oltre che di acquisire dati) è un'interfaccia estremamente user-friendly, che consente di gestire gli strumenti virtuali esattamente come strumenti (digitali o analogici) reali, sia per quanto riguarda l'immissione degli input che per la visualizzazione, in tempo reale, degli output. A titolo di esempio si riporta in figura un'immagine del *pannello frontale*, ossia dell'interfaccia-utente dello strumento virtuale realizzato per i nostri scopi dall'ing. Vanda Roversi:



Le finestre indicate rispettivamente come: device, Thermocouple type, channels e file name servono all'utente per inserire gli input prima di iniziare ad utilizzare lo strumento virtuale: *Device*: serve ad indicare (con un numero) il bus in cui è inserita la scheda di acquisizione. Normalmente un computer portatile ne possiede uno solo, tuttavia in fase di realizzazione del programma è necessario specificarlo. Il numero 1, corrisponde a quello assegnato, durante la fase di realizzazione del programma detta di configurazione, all'unico bus del computer. *Thermocouple type*: indica con una lettera (secondo la normativa) il tipo di termocoppie utilizzato (nel nostro caso K). Da notare che questo strumento virtuale è progettato per acquisire i dati da termocoppie tutte dello stesso tipo. *Channels*: occorre indicare il numero dei canali dello Shielded Carrier da cui ricevere i segnali attraverso la scheda. Nel caso in esame i canali "occupati" sono tutti quelli numerati dallo 0 al 15 (in tutto 16). *File name*: ogni volta che si effettua un'acquisizione di dati occorre indicare il nome del file su cui essi verranno riportati. Le finestre *Vcj* e *Vth*, *cicli*, *spreadsheet string* e il *grafico* rappresentano gli output: una volta avviato lo strumento virtuale, esse visualizzano istante per istante: -*Vcj* e *Vth*: f.e.m. rispettivamente del termistore di compensazione e della termocoppia corrispondente: per stabilire di quale termocoppia si desidera questa informazione è sufficiente fare clic, in qualsiasi momento, sul simbolo corrispondente sulla finestra *Channel Legend*. -*Cicli*: numero di rilievi eseguiti fino al momento corrente -*Spreadsheet String*: valori numerici di

temperatura rilevati dagli 8 canali nell'istante corrente, *-grafico*: andamento nel tempo dei suddetti valori. Per avviare lo strumento virtuale bisogna cliccare sulla freccia bianca in alto a sinistra. Per chiudere la sessione di acquisizione corrente, bisogna invece fare clic su STOP. Questo strumento è programmato per acquisire i dati con un intervallo di rilievo di 0.5 secondi. Per modificare tale valore bisogna intervenire a livello di struttura del programma.

3.4.1.4 Taratura della catena di misura

Una volta disposti tutti i componenti della catena di misura secondo lo schema sopra riportato, si è provveduto alla sua taratura, ossia alla verifica di corretto funzionamento. Tale procedura è stata condotta ponendo ogni termocoppia a contatto con una fonte di calore a temperatura nota e si è verificato che la lettura effettuata dagli strumenti, e visualizzata in forma sia numerica che grafica sul pannello frontale dello strumento virtuale in corrispondesse al valore noto. Allo stesso modo, si è verificata la prontezza di risposta dello strumento, ossia il tempo impiegato perché il valore di temperatura rilevato passi dal valore iniziale a quello di regime. Come fonte di calore si è utilizzato un forno elettrico (presente in laboratorio) dedito a questo tipo di prove, dotato, sullo sportello, di un foro in cui è possibile inserire una termocoppia. La temperatura all'interno della camera era regolabile con uno scarto di un grado centigrado, fino ad un massimo di 1000°C. La prova è stata eseguita a 730±1°C. Le risposte a parità di dimensioni sono state praticamente coincidenti, e precisamente:

Termocoppie di diametro 1 mm: - valore di regime 723°C - tempo di risposta 12 s,

Termocoppie di diametro 0.5 mm: - valore di regime 725°C - tempo di risposta 5 s.

L'errore relativo risulta quindi: 0.95% per le termocoppie da 1 mm, 0.68% per le termocoppie da 0.5 mm. Tali errori sono stati ritenuti accettabili, tenendo conto della complessità della catena (la TERSID, in effetti, garantisce per le termocoppie di tipo K una precisione di ±1°C nel range che va da 0°C a 1000°C, ma all'errore

della termocoppia vanno aggiunti quelli, inevitabili ed indeterminabili, dovuti alla restante strumentazione. I tempi di risposta risultano piuttosto alti, ma occorre tener presente che:

- 1) le termocoppie situate nei raffreddatori, o nella sabbia, devono raggiungere temperature sensibilmente più basse di 730°C , e comunque crescenti gradualmente: la differenza fra temperatura della termocoppia e temperatura da misurare si mantiene quindi molto più bassa che nel caso di termocoppia a temperatura ambiente inserita in un ambiente a T costante.
- 2) per le termocoppie situate nel metallo, occorre ricordare che il coefficiente convettivo dell'aria ferma (meccanismo di scambio termico nel forno) è molto basso (circa $9 \text{ W/m}^2\text{C}$, secondo il database di Solid Cast), mentre dagli articoli esaminati è emerso che il coefficiente HTC del metallo liquido è con buona approssimazione, quasi 2 ordini di grandezza più alto. E' quindi da aspettarsi un transitorio di durata decisamente minore. Ciò nonostante si è convenuto che, per maggiore sicurezza, la scelta di affidare i rilievi di temperatura nel metallo a termocoppie di diametro 0.5 mm sia stata adeguata.

3.4.1.5 Posizionamento dei sensori

La collocazione, fisica, delle termocoppie nei punti della motta loro assegnati presenta alcune fasi critiche, in particolare:

- 1) realizzazione delle sedi in cui alloggiare le termocoppie;
- 2) assicurazione che le termocoppie mantengano la posizione loro assegnata: in particolare è assolutamente necessario che la punta, ossia la parte sensibile, delle termocoppie situate nella sabbia o nei raffreddatori, mantenga intimo contatto con il punto di cui si vuole misurare la temperatura, e non si instaurino gap d'aria. Le sedi delle termocoppie (e il relativo canale di collegamento con l'esterno, in modo che il segnale possa essere portato fuori dalla motta, verso i condizionatori) devono essere le più piccole possibili, per non perturbare, se non in minima parte, il fenomeno

oggetto di studio. Come linea orientativa, non devono essere più larghe di 3 mm. Si sa, però, che realizzare un foro di diametro così ridotto, ma lunghezza notevole (una semimotta è alta circa 150 mm), è impossibile con i normali utensili da foratura. Necessariamente, quindi, i fori dovranno essere incorporati nella motta in fase di formatura. La strada più semplice ed intuitiva, e quindi economica, è quella di incorporare nella placca modello superiore delle anime metalliche estraibili delle dimensioni desiderate (spilloni) sufficientemente lunghe da lasciare, una volta rimosse, fori comunicanti con l'esterno della semimotta superiore delle dimensioni desiderate. Tali spilloni, di diametro 3 mm, sono stati effettivamente reperiti fra l'attrezzatura in dotazione alla Fonderia Scacchetti. Il problema era quindi trovare il modo di alloggiarli nelle posizioni dovute e far sì che vi permanessero durante la fase di formatura. La soluzione di tale problema ha portato ad una modifica della placca modello superiore: in corrispondenza dei punti in cui la normale al piano di base dovrebbe coincidere con l'asse delle termocoppie, questa è stata dotata di fori di 3mm di diametro, e profondi 10mm. Inoltre, constatato il fatto che l'attrezzatura poteva essere utilizzata, magari in un secondo momento, una volta disponibili software più versatili, per eseguire rilevazioni di HTC anche all'interfaccia getto centrale-raffreddatori (ed eventuali confronti con il caso a geometria più semplice) si è deciso di dotare anche tale getto, e relativi raffreddatori di sedi per termocoppie. Di conseguenza è stato creato un foro per spillone anche in corrispondenza del profilato ad I (a 6 mm dalla base) e altri due in corrispondenza del raffreddatore, in modo che gli assi di tali fori distassero rispettivamente 6 e 12 mm dall'interfaccia.

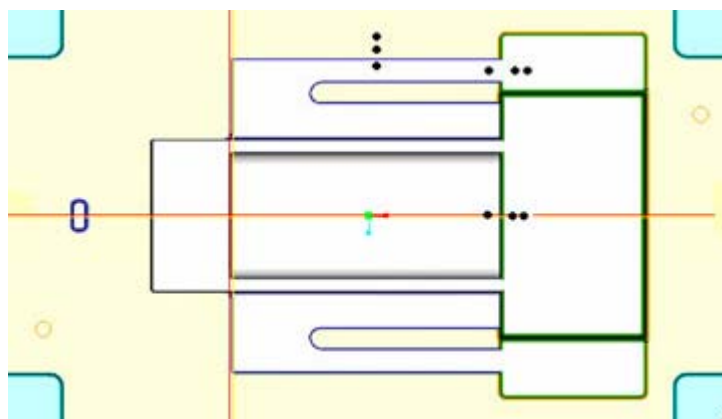


Fig. 3.25: Placca modello superiore con i fori (diametro 3mm) in cui infilare gli spilloni.

Anche i raffreddatori sono stati dotati di fori, sedi di termocoppie, eseguiti alle macchine utensili. Poiché la punta della termocoppia deve misurare la temperatura in corrispondenza della mezzeria del raffreddatore, la profondità dei fori risulta:

10mm per i fori nei raffreddatori dei parallelepipedi (si ricorderà che lo spessore dei suddetti era 20mm);

30mm per i fori nei raffreddatori del getto a forma di profilato a I (le dimensioni di ingombro della sezione di tale profilato erano 119*50, per cui si sono adottati raffreddatori di sezione 125*60).



Fig. 3.26: Particolare della semimotta inferiore dotata di raffreddatori spessi 90mm: si possono notare i fori per l'alloggiamento delle termocoppie;

Due ulteriori fori (sempre profondi 10mm e di diametro 3mm) vanno eseguiti sulla semimotta inferiore per creare gli alloggiamenti delle termocoppie destinate a rilevare la temperatura nella sabbia. Realizzare i fori nei raffreddatori richiede un accorgimento: si ricorderà che i raffreddatori sono dotati di angoli di sformo, di circa 3°. Assumere come riferimento, nell'esecuzione dei fori, lo spigolo della faccia su cui i fori vengono realizzati porta dunque ad un errore: la distanza dei fori dall'interfaccia non è più quella voluta (6 o 12 mm) ma risulterà leggermente inferiore:

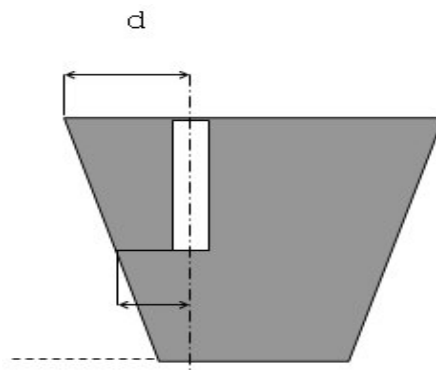


Fig. 3.27: Errore di posizionamento della termocoppia nel raffreddatore facendo riferimento allo spigolo superiore.

L'entità dell'errore è pari a metà dell'altezza del raffreddatore moltiplicata per la tangente dell'angolo di sforno (3°): raffreddatore alto 20mm (parallelepipedo): $\text{err.} = 1.0 \text{ mm}$, raffreddatore alto 60mm (getto centale): $\text{err.} = 3.1 \text{ mm}$. E' facile vedere che tali errori sono intollerabili. Naturalmente lo stesso discorso vale per i fori nella sabbia e anche per quelli nelle placche, se si vuole che risultino coassiali con le sedi delle termocoppie realizzate. Nella seguente fotografia il risultato finale: una volta tolti gli spilloni restano, nella semimotta superiore i fori per le termocoppie:

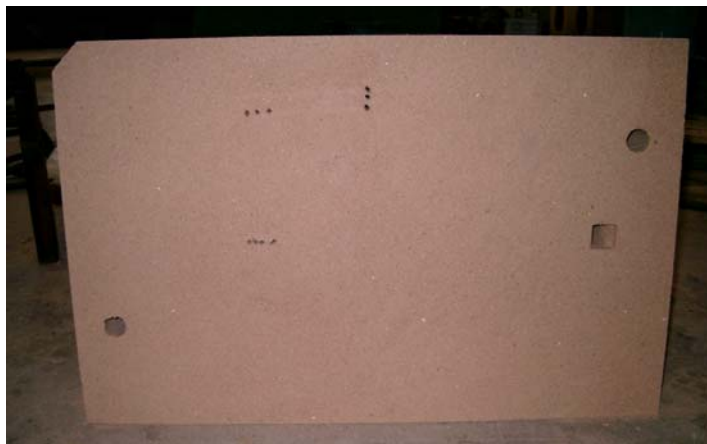


Fig. 3.28: Vista dall'alto di una semimotta superiore: sono visibili l'imbocco dello sprue ed i fori per inserire le termocoppie.

Una volta infilate le termocoppie nelle loro sedi, bisogna assicurarsi che mantengano la posizione. Il problema è facilmente risolvibile per quelle nei raffreddatori e nella sabbia, in quanto è sufficiente spingerle in basso finché non arrivano a battuta sul fondo dei fori, dopo di che il peso proprio delle stesse

(comprese di terminale) è sufficiente a mantenerle a contatto con il fondo dell'alloggiamento. Più delicata è la questione legata alle termocoppie affogate nel metallo: in tal caso, la posizione da mantenere non è a contatto con il fondo della cavità, bensì nel suo piano di mezzzeria. La risoluzione consiste nel procedere con questa sequenza di azioni:

- 1) Note le dimensioni della cavità, si spinge la termocoppia fino a mandarla a battuta contro il fondo della cavità stessa.
- 2) Utilizzando una scala di misura graduata si tira su la termocoppia di una quantità pari a metà dello spessore della cavità (nel caso del parallelepipedo, 10mm).
- 3) Individuata la posizione, si esegue una doppia piega alla termocoppia, che è deformabile quasi senza limitazione.
- 4) Si assicura la posizione della termocoppia con una resina speciale, disponibile in fonderia.

Il posizionamento effettivo della termocoppia immersa nel getto all'atto della solidificazione è soggetto ad una notevole indeterminazione: si tratta infatti di un sensore avente un diametro di solo 0.5mm, fissato ad una estremità, sospeso nella forma che al momento della colata viene investito dal flusso di metallo e dai successivi riflussi. Solo sezionando il getto ottenuto e misurando l'effettiva posizione della termocoppia sarebbe possibile superare questa indeterminazione. Si precisano infine i valori dei tempi di risposta delle termocoppie utilizzate:

- 0.5mm insulated: 0.15s

- 1mm insulated: 0.3s

Tali valori, pur non inficiando al validità dell'analisi sperimentale, contribuiscono all'errore totale di cui sono affette misurazioni di questo tipo.

3.5 EFFETTO DEL BATTENTE METALLOSTATICO E DIPENDENZA DEGLI HTC DA CONDIZIONI LOCALI DELL'INTERFACCIA.

3.7.1 Introduzione

L'evoluzione del coefficiente di scambio termico (HTC) della lega di alluminio A357 nel contatto con raffreddatori di alluminio viene ora valutato con differenti battenti metallostatici per studiare l'effetto della pressione sul HTC [13]. Gli esperimenti vengono poi ricostruiti per mezzo di simulazione termica-stress accoppiata, con il dipendere degli HTC dalla pressione dell'interfaccia, questo per meglio riprodurre i dati sperimentali. In primo luogo si è analizzato l'inizio della pressione transitoria all'interfaccia getto - raffreddatore prima della formazione del gap di aria e del relativo effetto sul HTC [14]; quindi si è discussa la possibilità di predire la formazione del gap di aria, insieme all'influenza sia della battenti metallostatici che dell' HTC di interfaccia nei relativi casi. L'estensione della zona influenzata dal raffreddatori è valutata come una funzione del coefficiente di scambio di calore. Gli HTC dipendono da molti fattori, in relazione dello stato dell'interfaccia [15]:

- 1) quando il getto e le superfici del raffreddate sono in contatto, la pressione dell'interfaccia, più di altri fattori, interesserà lo scambio di calore principalmente con un regime di conduzione.
- 2) Non appena un gap di ritiro si è formato, l'HTC calerà improvvisamente per via di uno scambio di calore dominato da convezione.

Durante il generico processo di solidificazione di un pezzo fuso, le condizioni dell'interfaccia sono ovviamente differenti ad ogni punto dell'interfaccia getto-stampo (sia che lo stampo sia costituito da terra, sia che da metallo), a causa delle modalità particolari della contrazione del getto e dell'espansione dello stampo. Contrariamente a questo complesso scenario, nei codici numerici commerciali disponibili gli HTC solitamente sono regolati molto approssimativamente (con i

valori medi di HTC, indipendentemente dal processo di raffreddamento), conducenti spesso le simulazioni lontano dalla realtà. Soltanto recentemente alcuni codici commerciali disponibili per analisi di solidificazione hanno fornito modelli per la valutazione di HTC capaci di gestire il comportamento fisico richiesto, ma non ci sono le informazioni disponibili circa la loro efficacia, o su come devono essere applicate e quando. Chiaramente, l'adozione di HTC dipendenti dalla pressione richiedono necessariamente l'analisi della solidificazione termica-stress accoppiata, in cui è considerato almeno il restringimento del getto. D'altra parte, già è stato dimostrato che l'espansione raffreddatore gioca un ruolo importante nella determinazione del gap di aria nel getto in sabbia in gravità e che una certa pressione transitoria può svilupparsi all'interfaccia prima che il gap si sia formato. Deve essere previsto quindi che durante il processo di raffreddamento due comportamenti molto differenti si possano sviluppare al contorno del raffreddatore: HTC molto alti inizialmente e molto bassi dopo che un certo tempo è passato. Come conseguenza diretta, strutture molto differenti emergeranno all'interno del getto: le prime, probabilmente senza difetti e con struttura fine, le seconde con intrappolamento di porosità del gas e la microstruttura grossolana. Quindi, la domanda che si pone è se l'adozione nella simulazione di raffreddamento di HTC dipendenti dalla pressione può migliorare significativamente la precisione dei risultati, in particolare circa la valutazione dei volumi di influenza dei raffreddatori. Un'altra variabile importante che interessa il flusso di calore, in particolare per i prodotti di grande formato in fusione in gravità, è il battente metallostatico, che è, malgrado la relativa attinenza, considerato solo raramente. Davies ed altri hanno trovato un aumento considerevole nell' HTC applicando basse pressioni alla superficie del pezzo fuso. Più recentemente, è stato inoltre trovato che il battente metallostatico farebbe ritardare la formazione del gap di aria. Per sviluppare una metodologia per la precisa definizione dell' HTC come condizione di contorno nelle analisi numeriche dei processi di fusione in sabbia, si analizza quindi il raffreddamento di una lega di alluminio attraverso un raffreddatore di alluminio

tramite sia analisi sperimentale che simulazione numerica accoppiata. Le temperature di processo misurate sono usate per trovare i valori ottimali per la procedura di modellazione degli HTC. Il battente metallostatico in particolare è considerato come variabile sia negli esperimenti effettuati che nelle simulazioni numeriche.

3.7.2 SPERIMENTAZIONE

Una lega di A356 è stata colata e raffreddata in un complessivo come descritto nel capitolo 3.4.2 e rappresentato nella figura 3.57 [16]. La lega, fusa in un forno elettrico, degasata con argon e modificata con stronzio, è stata mantenuta fino a raggiungere una temperatura di 730°C; allora è stata versata nella motta costituita da sabbia silicea. Prima della colata, il complessivo è stato riscaldato con la fiamma di C₂H₂ per 10 minuti dal bacino. Ogni esperimento è stato duplicato per gli scopi di affidabilità. I getti sono stati colati in un'apparecchiatura sperimentale modificata per permettere una variazione controllata del battente metallostatico. Gli HTC sono stati valutati in un braccio laterale (sezione di 20x20 millimetro), dove un'estremità con raffreddatore ha assicurato un flusso di calore unidirezionale dominante durante il raffreddamento. Alla fine del canale quadrato orizzontale, un raffreddatore d'alluminio della stessa sezione e di 60 millimetri di profondità determina delle condizioni di raffreddamento quasi unidimensionali. Le superfici dei raffreddatori, fatte di alluminio, erano quelle usate tipicamente nella pratica della fonderia, avendo una griglia quadrata da 10 millimetri di lato e scanalato di circa 1 millimetro di profondità sulla superficie.

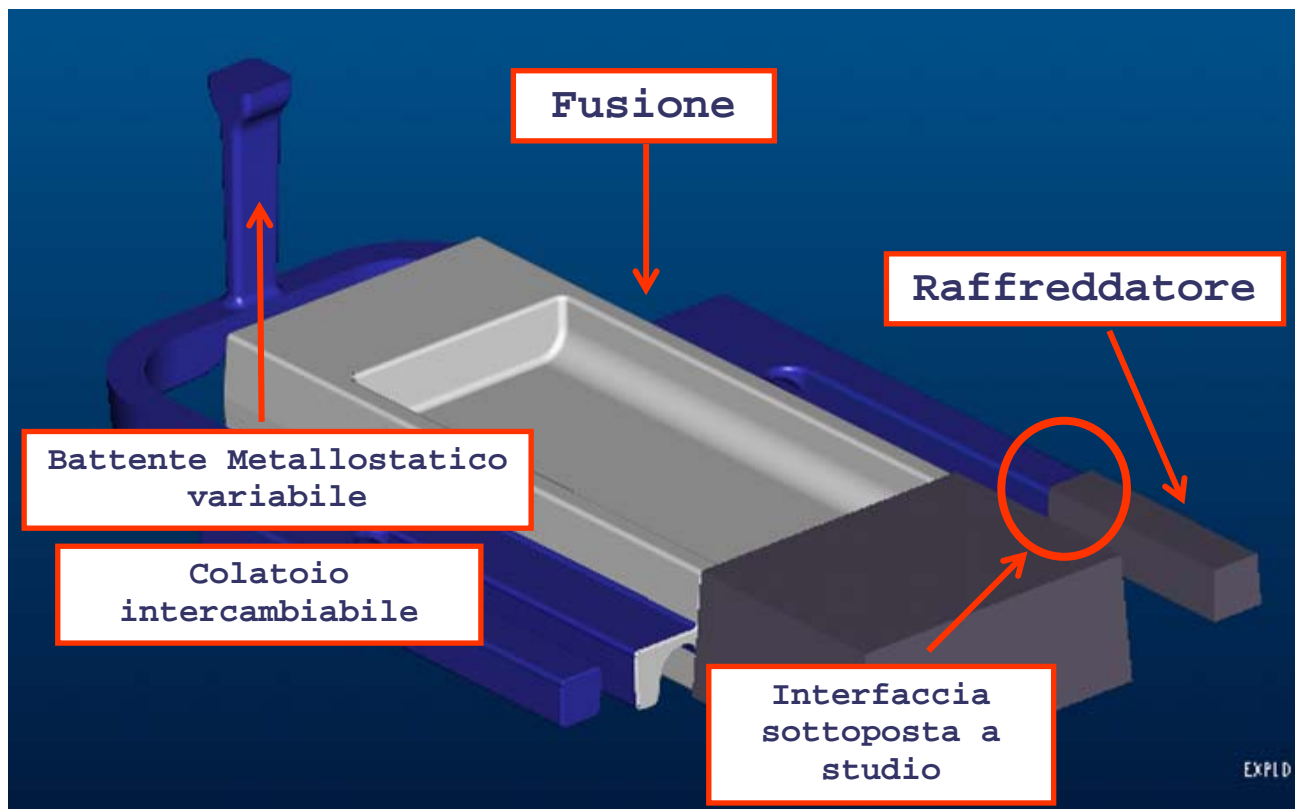


Figura 3.57. Attrezzatura Sperimentale:

Fusione 1	Fusione 2	Fusione 3
$H_1 = 450 \text{ mm}$	$H_2 = 300 \text{ mm}$	$H_3 = 150 \text{ mm}$

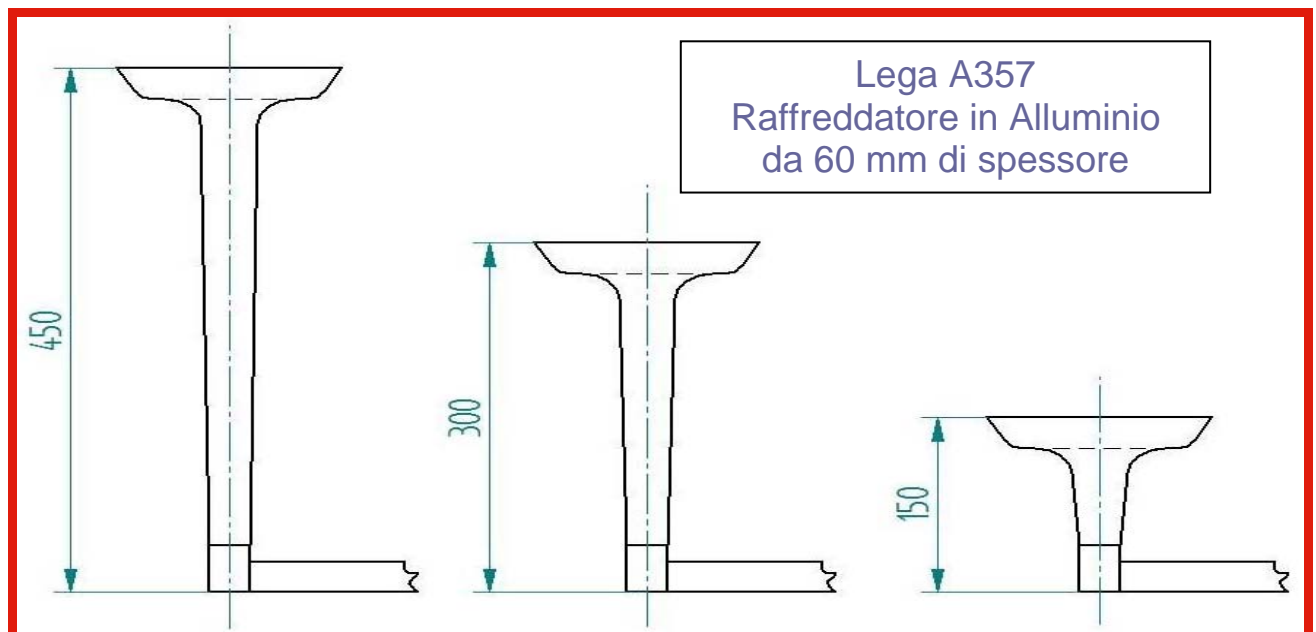


Figura 3.58: i diversi battenti metallostatici, impiegati allo scopo di riprodurre con precisione il comportamento degli HTC in getti di grandi dimensioni, dove

differenti raffreddatori possono essere posizionati a quote di altezza molto diverse tra loro;

E' stata misurata la distribuzione delle temperature lungo la direzione del flusso di calore dal getto alla motta. Due termocoppie tipo K di diametro da 1 millimetro sono state inserite nei raffreddatori a 6 e 12 millimetri dall'interfaccia, rispettivamente (posizioni B e C nella figura 2). Due nuove termocoppie di un diametro da 0.5 millimetri sono state disposte nel getto a 6 millimetri (posizione A nella figura 3) ed a 100 millimetri dalla superficie di raffreddamento. Tre differenti battenti metallostatici (150 mm, 300mm e 450 mm rispettivamente) sono stati usati modificando l'apparecchiatura sperimentale attuale. I dati di temperatura, che sono stati presi ogni 0.5 secondi per 120 secondi di raffreddamento, sono stati usati per la valutazione di HTC all'interfaccia di pezzo-raffreddatore.

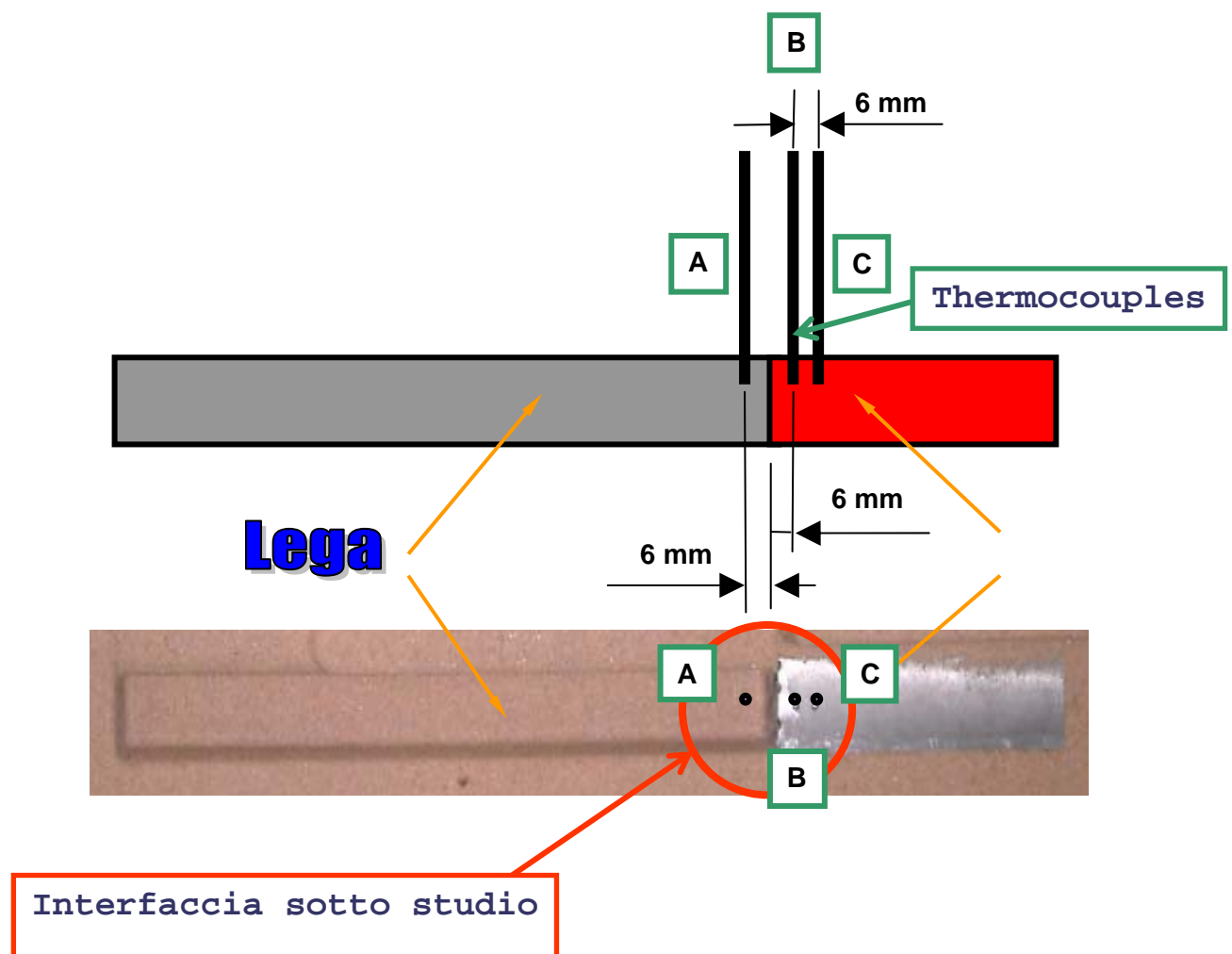


Figura 3.59: Attrezzatura Sperimentale

3.7.3 Analisi inversa

Gli HTC durante la solidificazione sono stati determinati seguendo la procedura descritta nel capitolo 3.3, ovvero mediante la soluzione del problema inverso di conduzione di calore, nel presupposto unidimensionale di flusso, con un metodo non lineare di valutazione, considerando il cambiamento di fase e le proprietà termiche del pezzo fuso e del freddo dipendenti dalla temperatura [17]. Riportiamo di seguito i grafici dei valori calcolati per il flusso di calore Q e per gli HTC in funzione del tempo e della temperatura T_{cast} , al variare del battente metallostatico.

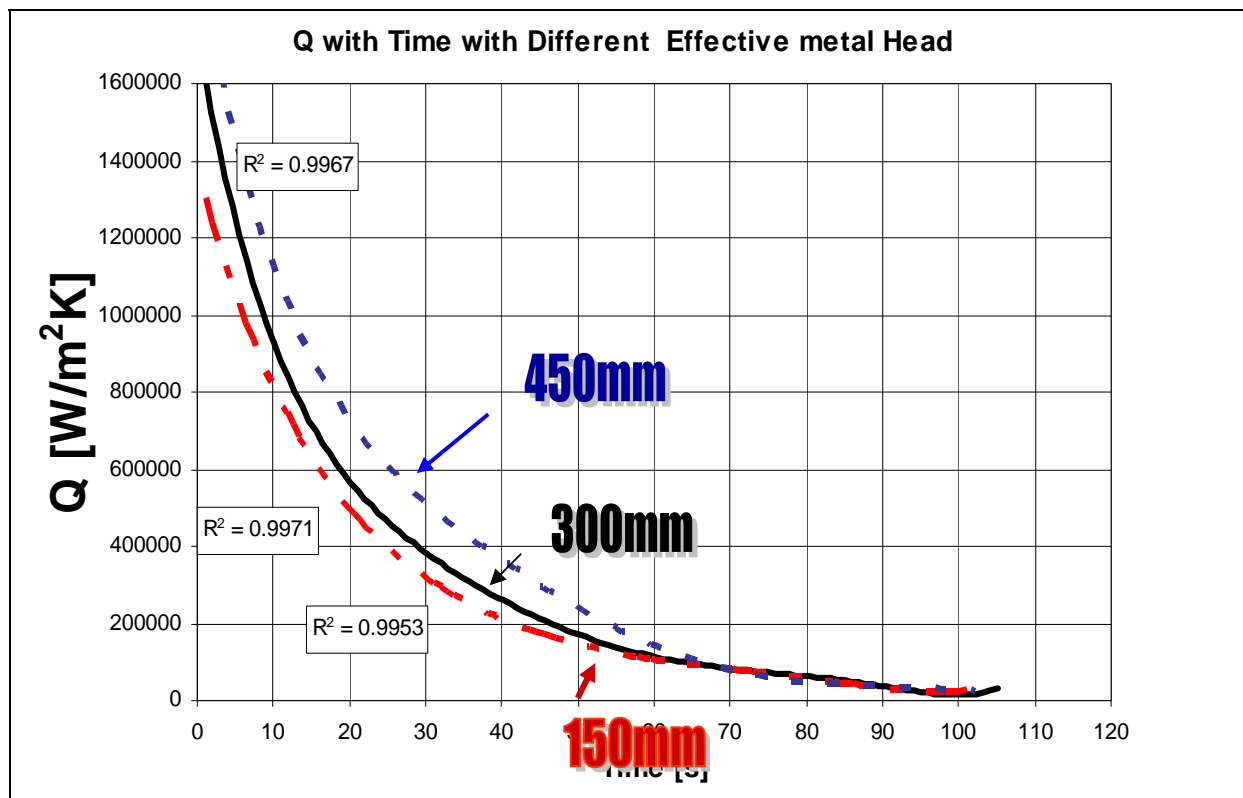


Figura 3.60: Risultati del flusso di calore Q in funzione del il tempo

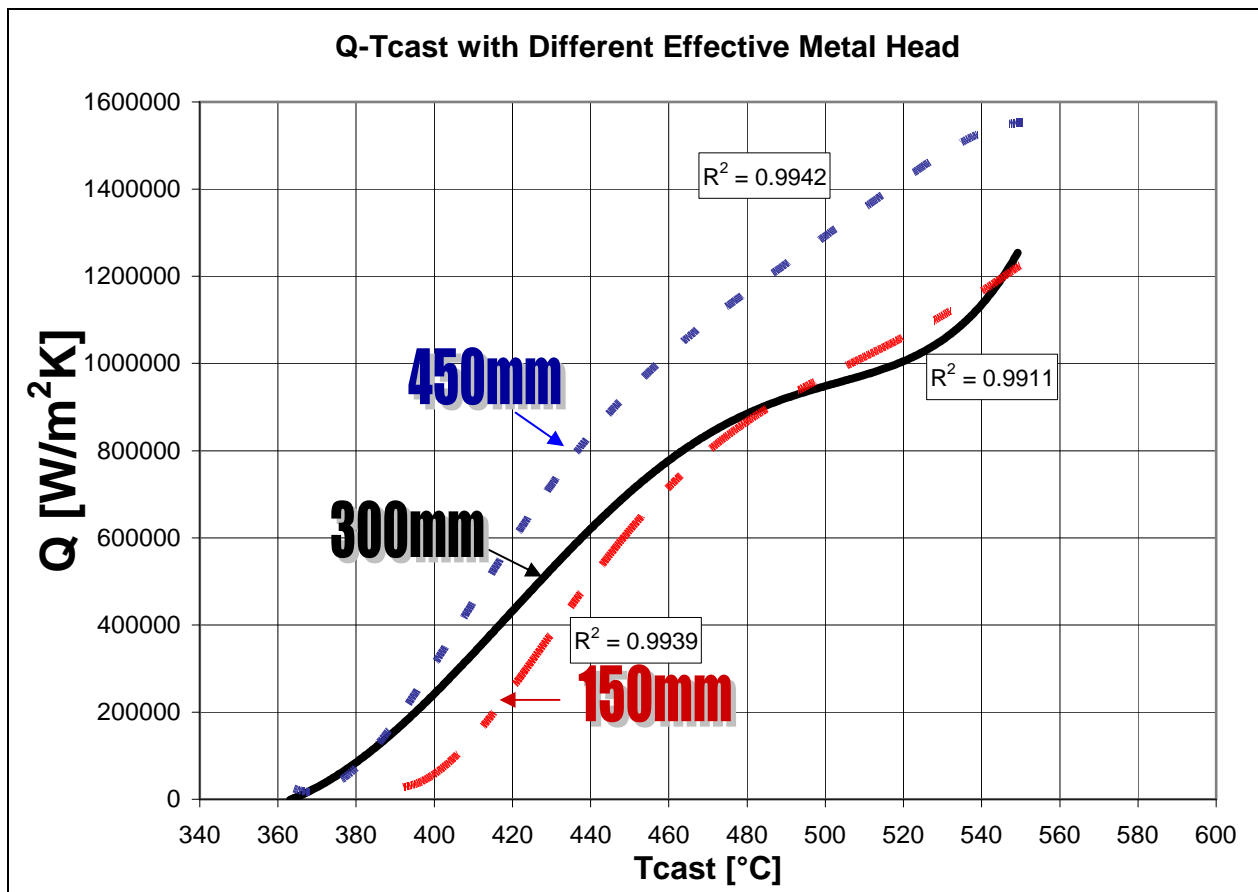


Figura 3.61: Risultati del flusso di calore Q in funzione della temperatura T_{cast} .

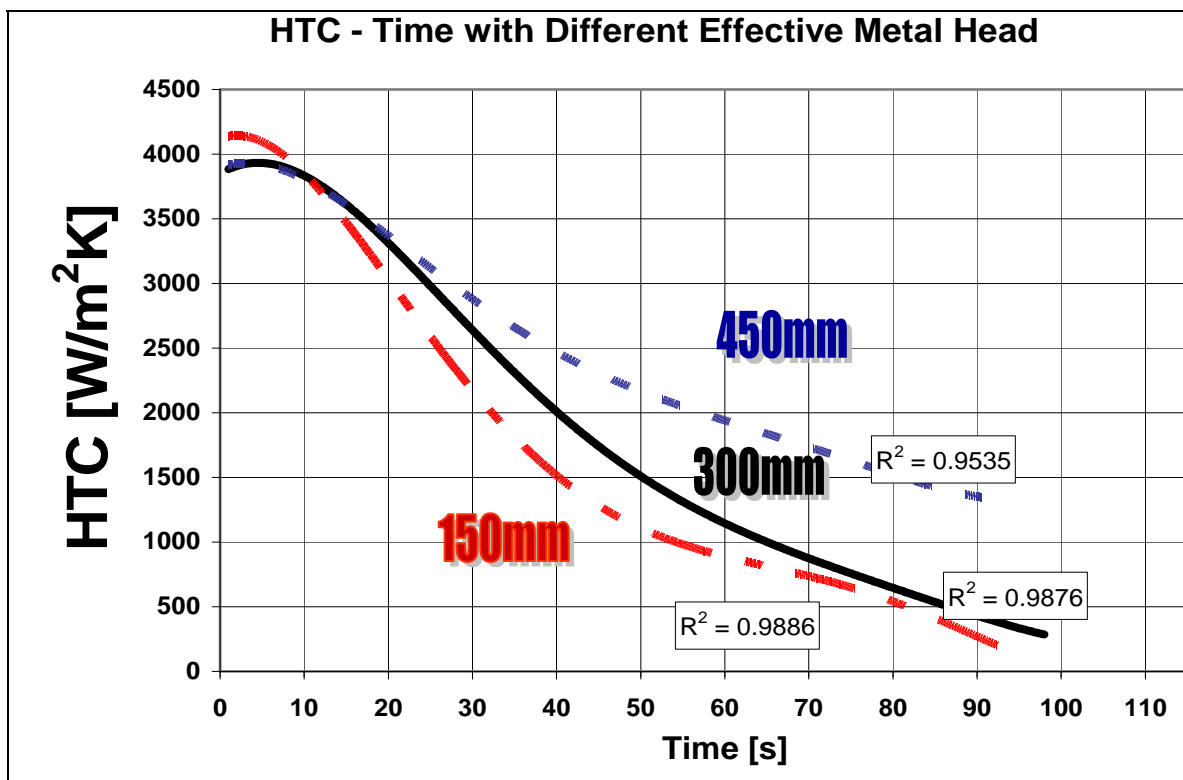


Figura 3.62: Risultati degli HTC in funzione del il tempo

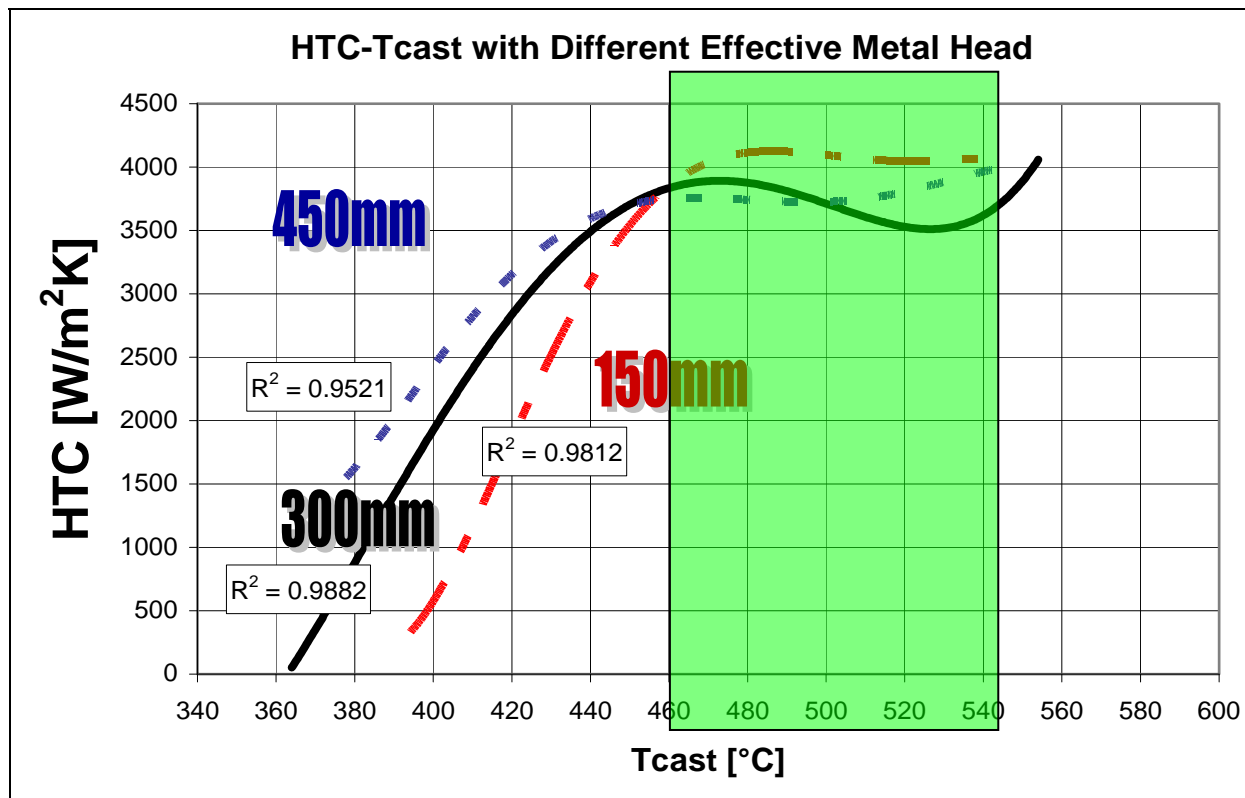


Figura 3.63: Risultati degli HTC in funzione della temperatura T_{cast} : Fenomeno singolare attorno ai 500°C : nonostante il calo della temperatura l'HTC cresce, da cui il motivo di una ricerca più approfondita

3.7.4 LA SIMULAZIONE

I processi di fusione sono stati poi ricostruiti con analisi numeriche completamente accoppiate (thermal + stress). Il raffreddamento della lega durante la fase di riempimento, che è stato valutato in un'analisi di riempimento del sistema completo di figura 1, è stato trovato essere approssimativamente di 10°C alla posizione della termocoppia. Dopo questa osservazione si è scelto quindi di adottare un modello numerico semplificato come rappresentato nella figura 8, con 750000 elementi tetraedrici per il getto, 150000 per i raffreddatori, con una distanza nodale di 1 millimetro in tutto il braccio orizzontale, e mesh coincidente sulle interfacce raffreddatore e getto. Qui, soltanto la fase di raffreddamento è stata considerata, adottando una temperatura iniziale di 10°C sotto la temperatura sperimentale di colata. Le condizioni al contorno per il raffreddatore sono inoltre evidenziate

sempre nella figura 3.64: dalla quale si può osservare che mentre il raffreddamento procede, il raffreddatore si riscalda e la sua interfaccia si muove verso il pezzo fuso. Il pezzo fuso ed il raffreddatore, allora, rimangono in contatto fino a che il ritiro del pezzo fuso non diventa maggiore dell'espansione del raffreddatore.

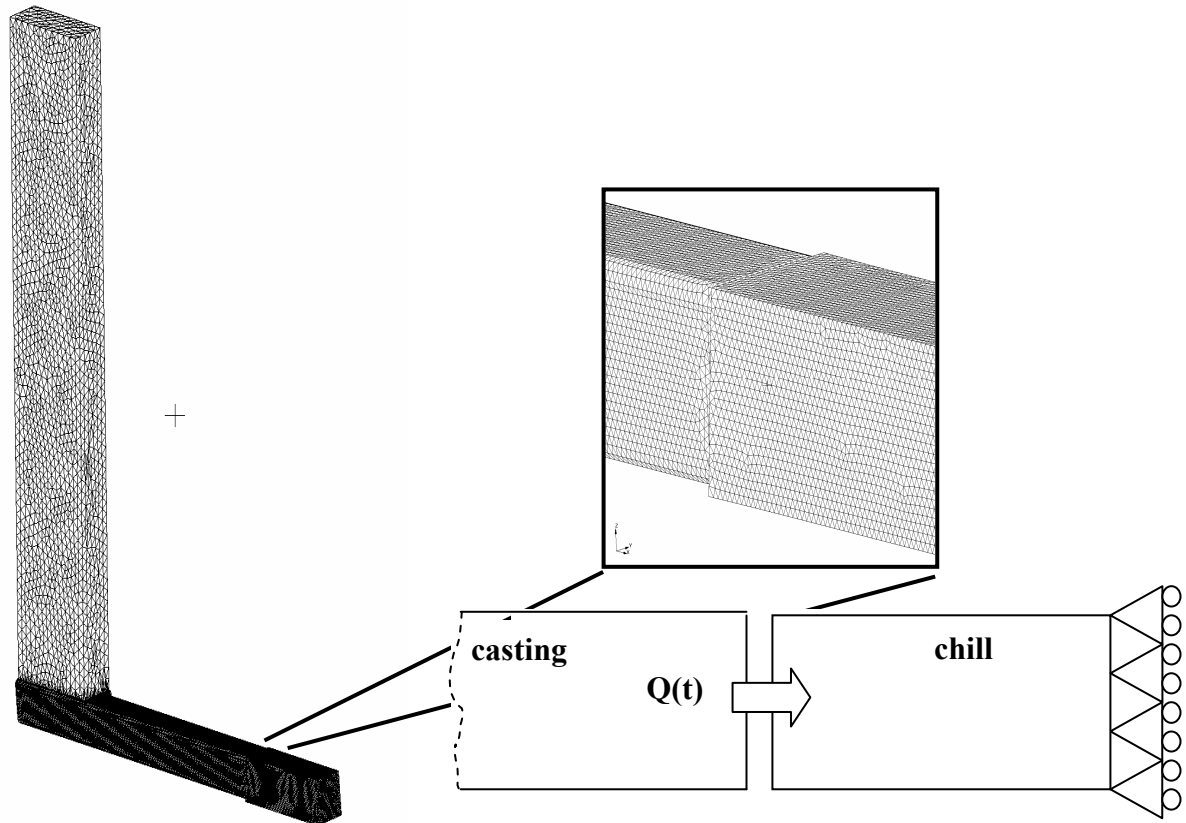


Figura 3.64. Modello FEM semplificato, dove è evidenziato anche il flusso di calore $Q(t)$, monodimensionale, e le condizioni di vincolo imposte nella simulazione.

3.7.4.1 Strategie di simulazione

Si sono adottate due differenti strategie, come evidenziato in figura 3.65:

- α)** Tre battenti di uguale altezza, con pressioni differenti applicate alla sommità, corrispondenti al battente metallostatico;
- β)** Tre battenti di diversa altezza, corrispondente a quella sperimentale, senza nessuna ulteriore pressione;

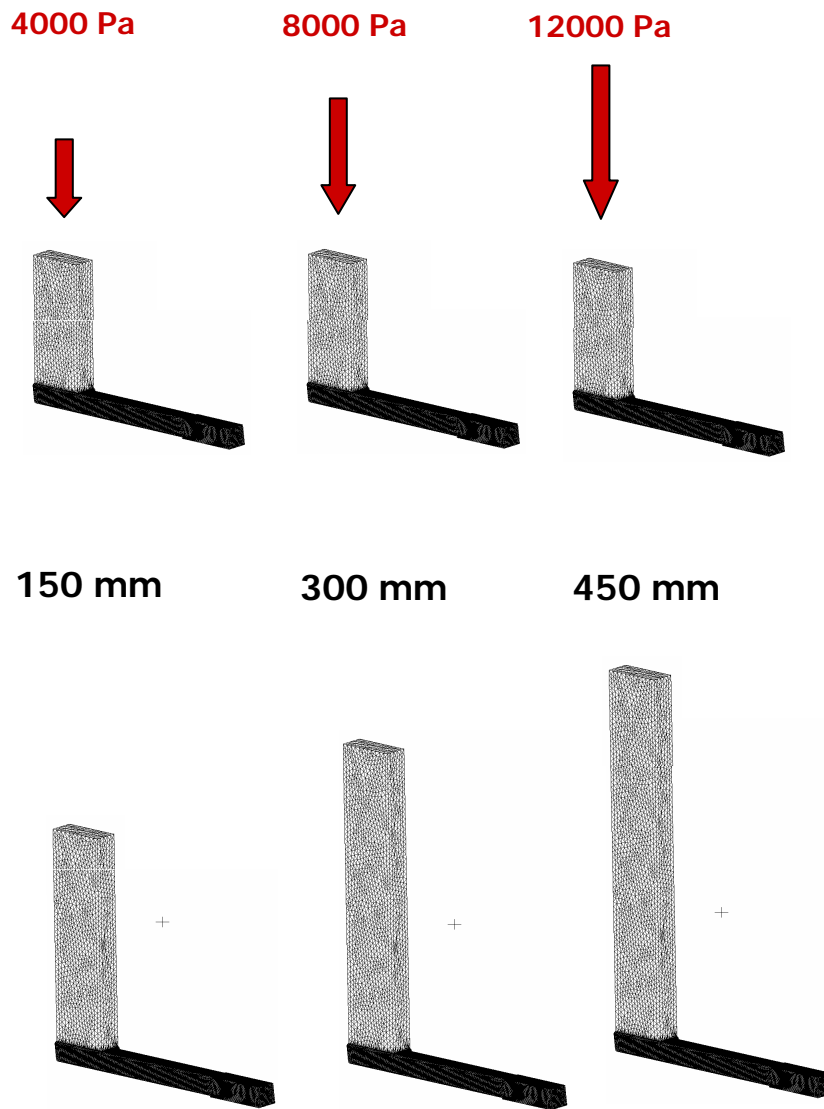


Figura 3.65: Strategie di simulazione

Nelle prime simulazioni si è quindi applicato alla parte superiore della sezione di ingresso una pressione uguale al battente metallostatico degli esperimenti rispettivi. Ovvero 4000, 8000 e 12000 [Pa] per i battenti di 150 mm, 300 mm e 450 mm rispettivamente. I modelli adottati per l' HTC, rispettivamente fino a che il pezzo fuso ed il raffreddatore non siano in contatto (eq. (3)) e quando un gap si è formato all'interfaccia (eq. (4)), sono il seguenti:

3.7.4.2 Modellazione dell' HTC adottata nella simulazione FEM di stress:

$$\boxed{\begin{array}{l} HTC_1 = f(P) \\ \text{con gap} = 0 \end{array}} \longrightarrow HTC_1 = HTC_0 \left(1 + \frac{P}{A} \right) \quad (3)$$

$$\boxed{\begin{array}{l} HTC_2 = f(\text{gap}) \\ \text{Con gap} \neq 0 \text{ e } P = 0 \end{array}} \longrightarrow HTC_2 = \frac{1}{\frac{1}{HTC_0} + \frac{1}{K/\text{gap}}} \quad (4)$$

dove HTC_0 ed A sono costanti empiriche, P la forza del contatto. Per quanto riguarda queste equazioni soltanto il parametro HTC_0 può essere modificato, mentre A è invece un valore codificato nel software. Per mettere in evidenza l'effetto della pressione, un'altra simulazione è stata rifatta per ciascuno dei tre casi stavolta senza applicare la pressione all'ingresso ma inserendo nella geometria la colonna di liquido del battente metallostatico corrispondente. Nelle simulazioni normalmente l'HTC all'interfaccia della pezzo-sabbia di default viene impostato a 500 W/m²K. Si è quindi determinato lo sviluppo nel tempo delle temperature del raffreddatore e del getto alle posizioni della termocoppia, modificando iterativamente il valore di HTC_0 , fino a trovare l'accordo più vicino fra le temperature sperimentali e quelle simulate.

3.7.5 RISULTATI E DISCUSSIONE

Dalla figura 10 si possono fare le seguenti considerazioni: lo sviluppo della temperatura rilevato sperimentalmente alla posizione B della termocoppia per i tre differenti battenti metallostatici. Le tre curve sono coincidenti fino a 20 s di raffreddamento, quando il battente metallostatico da 150 millimetri comincia ad evidenziare un gradiente di raffreddamento più lento. D'altra parte, le curve inerenti i battenti metallostatici da 300 e 450 millimetri sono praticamente coincidenti fino a 110 s, quando la curva del battente metallostatico da 300 millimetri mostra un

incremento nella temperatura. Tutte le curve nella figura 3.66 mostrano un incremento nella temperatura quando si forma il gap di aria e l'HTC diminuisce quindi rapidamente. Ciò, insieme alla elevato gradiente di temperatura ancora presente all'interno del getto, conduce ad un aumento provvisorio nella temperatura all'interfaccia prima che il flusso di calore verso il raffreddatore possa essere ristabilito.

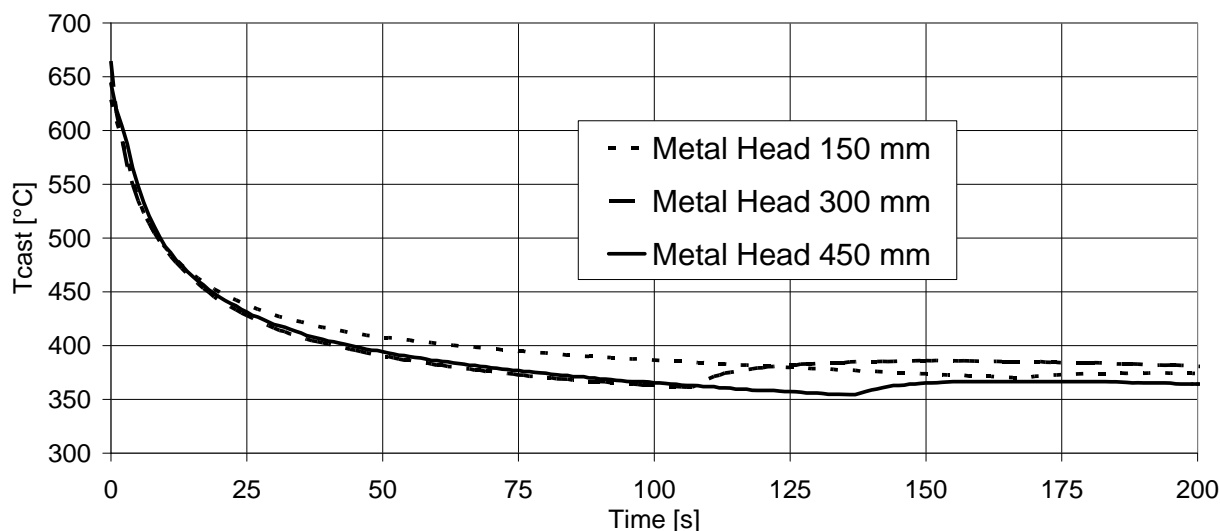


Figura 3.66. Curve sperimentali di raffreddamento T_{cast} con differenti battenti metallostatici: Tutte le curve presentano un incremento repentino nel momento in cui si forma l'intecapedine d'aria e si ha una diminuzione sensibile degli HTC.

Questo fenomeno è confermato chiaramente dall'analisi FEM, come può essere visto nella la figura 3.67 e 3.68: un'ottima concordanza si ritrova nel confronto fra le temperature sperimentali e simulate per il battente metallostatico da 300 e 450 millimetri; con 300 millimetri le temperature sono completamente coincidente fino al punto di aumento di temperatura, mentre con 450 millimetri le temperature coincidono fino a 50 s di raffreddamento, divergenti un po' fino a 15° quando il gap di aria si è formato a 135-140 s di raffreddamento. L'inizio del gap di aria è stato previsto correttamente con il battente metallostatico da 450 millimetri, mentre è stato posticipato di 30-35 s con la simulazione inerente 300 millimetri. Il vicino accordo delle pendenze di raffreddamento sperimentali e simulati, indipendente

della formazione del gap di aria, conferma che le condizioni di raffreddamento possono essere previste con una notevole fiducia dall'analisi numerica adottata. Inoltre emerge che il battente metallostatico non interessa generalmente il modo di scambio di calore: almeno nella prima fase di raffreddamento (quando già le strutture di solidificazione sono formate) le curve di raffreddamento sono le stesse. Una certa differenza nel comportamento di raffreddamento emerge ulteriormente: un certo raffreddamento più lento può accadere con battenti bassi e fa ritardare nella formazione del gap di aria rispetto a quello con alto battente metallo. L' HTC_0 che realizza il migliore comportamento con le curve sperimentali in tutti i funzionamenti di simulazione è $5700 \text{ W/m}^2\text{K}$.

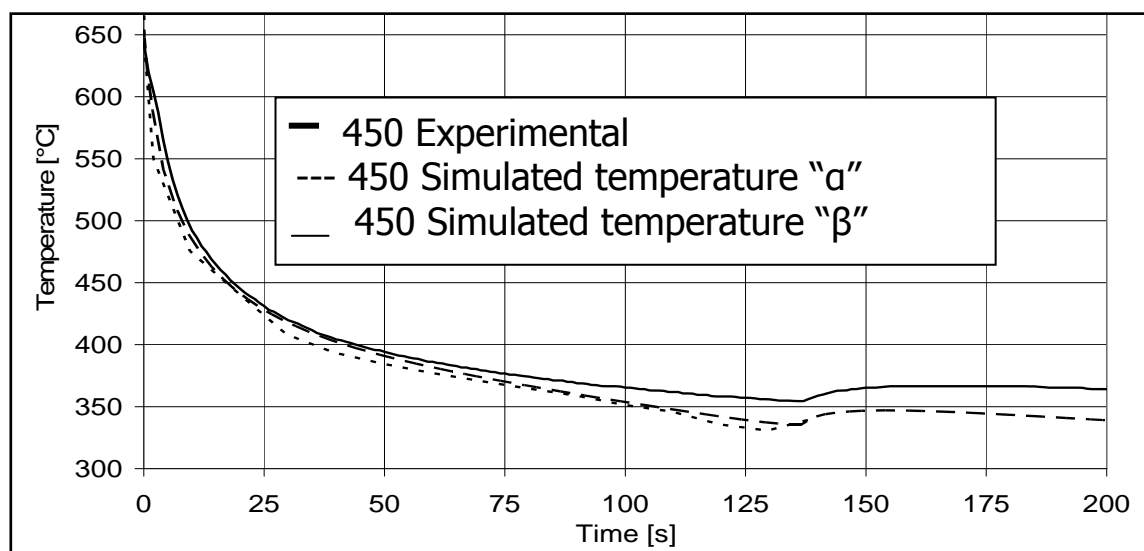


Figura 3.67. Curva di raffreddamento sperimentale e numerica con HTC dipendente pressione e il battente metallostatico 450mm: c'è una ottima vicinanza tra le curve sperimentali e quelle numeriche: migliore fino a 50 secondi, divergendo successivamente di circa 15 gradi di temperatura fino alla comparsa dell'intercapedine di aria a 130 secondi;

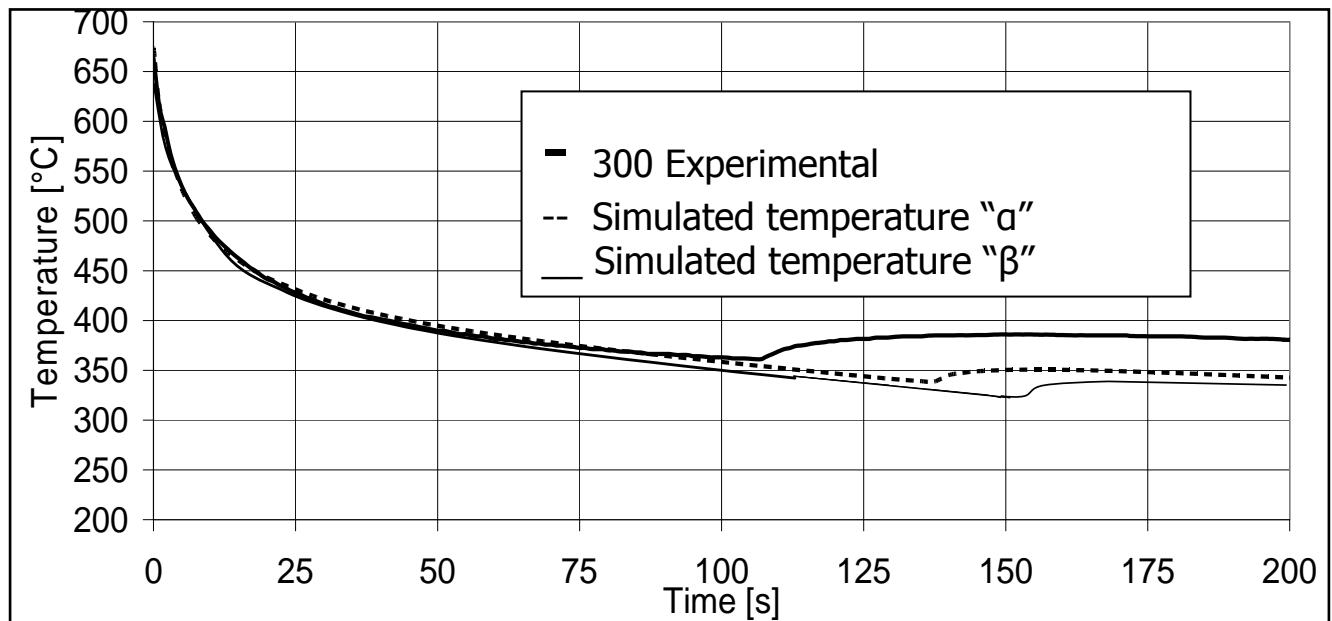


Figura 3.68: Curva di raffreddamento sperimentale e numerica con pressione HTC dipendente e il battente metallostatico 300mm: anche qui è presente una buona corrispondenza tra le curve sperimentali e numeriche fino al distacco del raffreddatore; le simulazioni tendono a sovrastimare i tempi di distacco. Nella figura 3.69 seguente gli HTC sperimentali e numerici sono evidenziati in funzione di tempo per 300 millimetri. Può essere visto come emergono differenti comportamenti alle differenti posizioni sull'interfaccia: in particolare, gli HTC al centro dell'interfaccia sono molto superiori a quello alla periferia: il gap di aria, infatti, si sviluppa progressivamente dai punti esterni dell'interfaccia verso la parte interna. Quindi, i punti centrali rimangono in contatto fino a 120 s di raffreddamento, mentre la periferia si distacca già a 30 S. È inoltre da notare che la pendenza della curva HTC è quasi assente quando c'è contatto: ciò significa che l'effetto della pressione è trascurabile. Non era possibile, qui, definire una curva simulata “globale,, per l'HTC (l'HTC è differente ad ogni punto sull'interfaccia): tuttavia, questo valore può essere considerato come un comportamento medio fra le curve interne ed esterne rappresentate, con un HTC globale che diminuisce da 5700 W/m²K a 30 s di raffreddamento fino a 500 W/m²K ad un raffreddamento di 120 s. Questo HTC simulato “globale,, è considerevolmente superiore a quello sperimentale, che diminuisce da 4000 W/m²K a 10 s fino a 500 W/m²K ad un

raffreddamento di 100 s. Il motivo per tale differenza (ricordando che le temperature sperimentali e simulate sono coincidenti durante la simulazione) sta nell'impossibilità di valutare gli HTC sperimentali nei primi secondi di raffreddamento, quando il metallo liquido garantisce HTC molto al di sopra di quelli valutati (vedere la curva tratteggiata nei primi 10 s di raffreddamento). Quindi, l'HTC simulato che risulta più alto nell'intervallo di tempo di 10-100 s compenserebbe l' HTC sperimentale più basso nei primi 10 s di raffreddamento, e questa approssimazione comunque, conduce a risultati ancora soddisfacenti, come visto.

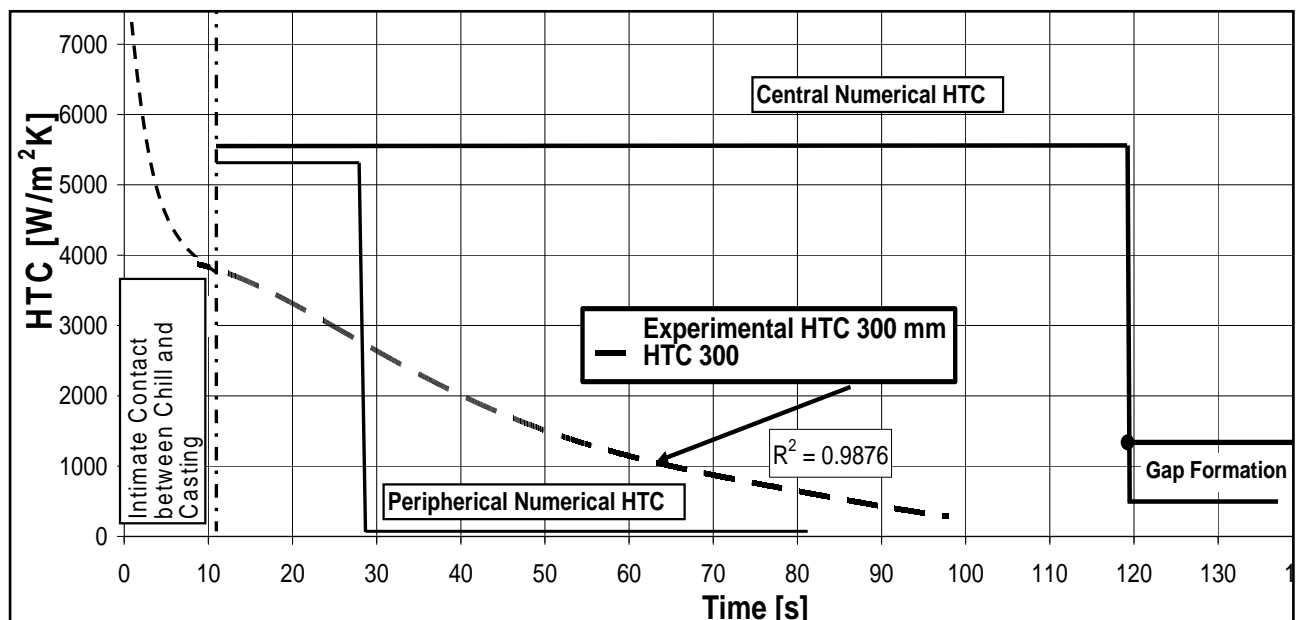


Figura 3.69: Comportamento dell'HTC all'interfaccia : sperimentale e simulato con il tempo di raffreddamento (300 millimetri)

Il differente comportamento dell'HTC in funzione della posizione di contatto all'interfaccia, centrale o periferica, comporta difficoltà nello studio: successivamente per l'HTC verrà preso in considerazione un valore medio; Nella figura 3.70 sono invece riportate la temperatura, la pressione e i HTC simulati all'interfaccia con il tempo di raffreddamento per 300 millimetri alla posizione della termocoppia T_A . Qui, può essere notato che l'aumento nella temperatura corrisponde al calo in HTC: inoltre, è evidenziata la pressione dell'interfaccia

valutata, che è stata trovata essere piuttosto costante a 7.5 MPa nell'intervallo di 20-100 s, sempre decrescente da 0 a 120 S. Solo dopo che la pressione va a zero, il gap di aria si può formare e l'HTC diminuisce acutamente. Dopo che l'effetto di pressione è stato spiegato, diventa possibile capire meglio il comportamento di raffreddamento per 150 millimetri. Qui si ha una divergenza degli HTC da 5700 W/m²K verso valori considerevolmente più bassi, prima della formazione del gap di aria (che è piuttosto posticipato riguardo agli altri due esperimenti). Nella fase iniziale di raffreddamento, a causa del ritiro del getto c'è la tendenza nell'interfaccia al distacco tra le superfici. L'effetto del battente metallostatico è, allora, di mantenere in contatto l'interfaccia tra la superficie solidificata e il raffreddatore: se il battente metallostatico è troppo piccolo, la separazione diventa possibile, conducendo così ad una diminuzione in HTC (come è accaduto al battente metallostatico da 150 millimetri). Un altro effetto del battente metallostatico può essere quello di ritardare la formazione del gap di aria: il battente metallostatico da 450 millimetri ha comportato un ritardo nella formazione del gap di aria di circa 30 s rispetto a quello verificato nell'esperimento di 300 millimetri. D'altra parte, era difficile da riprodurre questo comportamento nelle simulazioni numeriche: la formazione del gap di aria è stata trovata essere quasi insensibile alla pressione del il battente metallostatico applicata all'ingresso.

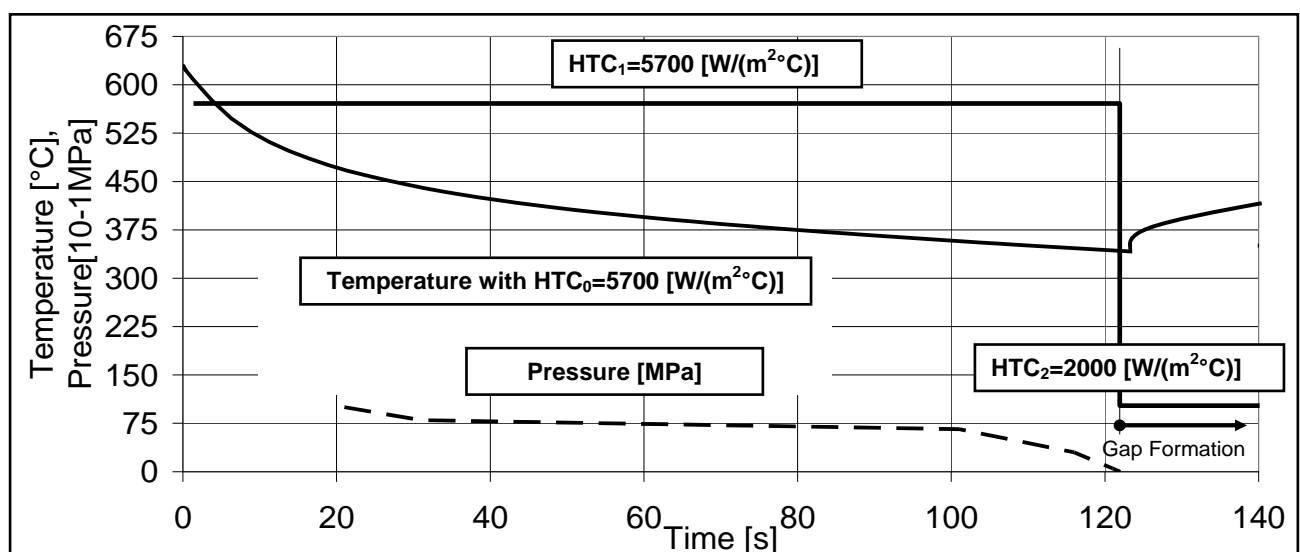


Figura 3.70: Temperature, pressioni e HTC all'interfaccia con il tempo, simulati all'asse dell'interfaccia (il battente metallostatico da 300 millimetri, posizione T_A

della termocoppia); La simulazione evidenzia una pressione all' interfaccia proprio come da aspettativa: il suo valore però è talmente basso da non influenzare la formulazione computazionale dell'HTC

Nella figura 3.71 sono riportati due comportamenti di raffreddamento differenti per due HTC differenti (il primo, $5700 \text{ W/m}^2\text{s}$ è quello sperimentale, il secondo, $10400 \text{ W/m}^2\text{s}$ può essere ottenuto applicando o particolari materiali per i raffreddatori o particolari metodi di raffreddamento). È interessante notare che considerevoli differenze emergono nei pendii di raffreddamento, in particolare nella fase iniziale di raffreddamento. Con l'aumento del HTC il pezzo fuso si raffredda più velocemente, come previsto ed il raffreddatore si riscalda più velocemente. D'altra parte, la differenza più bassa nella temperatura, fra il pezzo fuso ed il raffreddatore, non conduce ad un flusso di calore così elevato come potrebbe essere previsto. Per questo motivo, anche se la differenza è grande in HTC, il punto di separazione (quando il gap di aria è formato) non è influenzata affatto, restante identicamente a 120 s di raffreddamento. Quindi, un aumento in HTC condurrebbe al raffreddamento più veloce delle zone soltanto nella prossimità del reffreddatore. Ciò è descritto in figura 16, dove i gradienti di raffreddamento sono evidenziati in funzione della distanza dal raffreddatore: l'aumento in HTC conduce ad una differenza notevole nel gradiente di raffreddamento ($\geq 30\%$) soltanto prima di 12 millimetri dall'interfaccia, mentre non ha effetto dopo 20 millimetri.

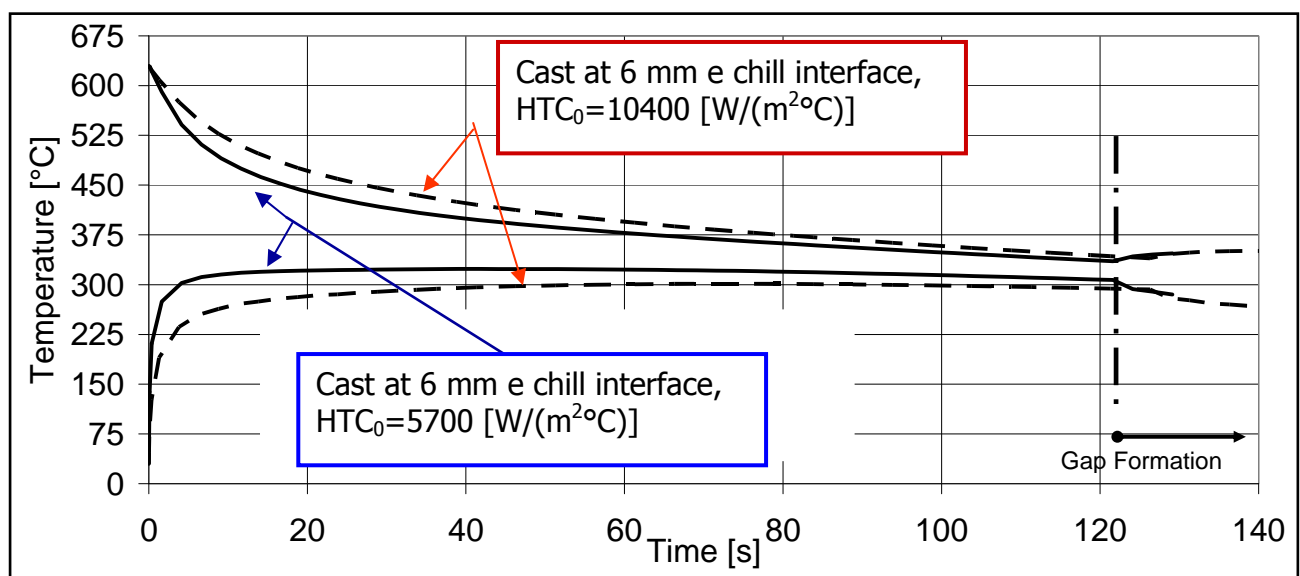


Figura 3.71: Temperature nel getto nella posizione T_A a 6 mm e nel raffreddatore all'interfaccia, con il tempo, al variare dell' HTC_0 . La simulazione mostra come al variare dell' HTC_0 si ha una variazione delle curve di temperatura ma non del tempo di separazione fra casting e raffreddatore.

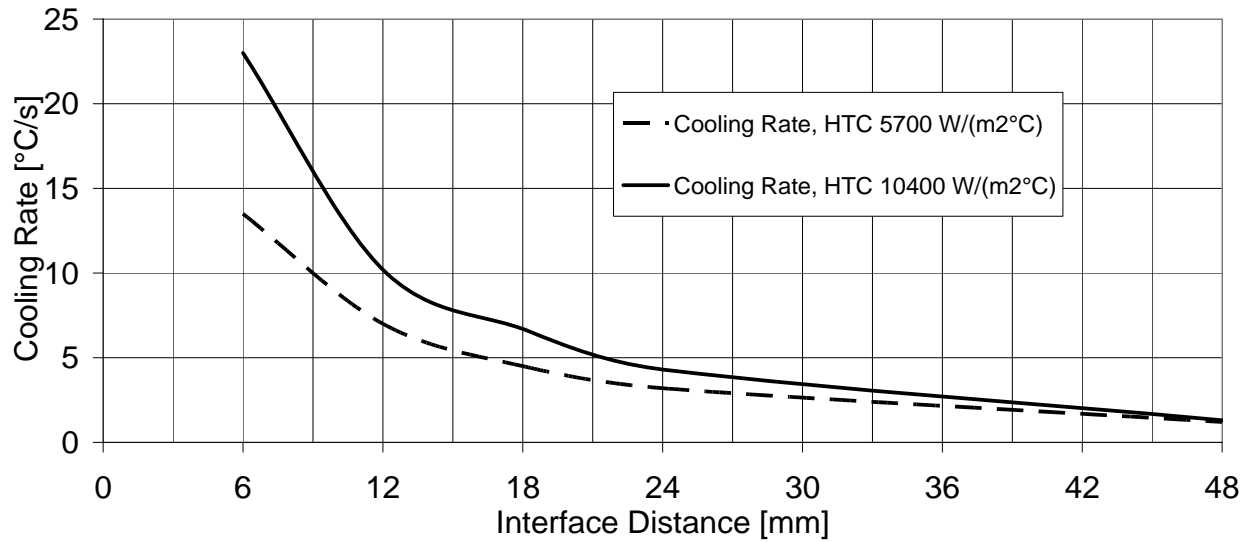


Figura 3.72. Temperature simulate con differente HTC con l'aumento della distanza dall'interfaccia

3.7.6 Sviluppo della pressione all'interfaccia e spostamento relativo;

Le due figure seguenti mostrano in 5 step in sequenza temporale lo sviluppo della pressione all'interfaccia e il movimento relativo della stessa. Gli step sono poi riportati sulla curva di raffreddamento del getto e della pressione all'interfaccia.

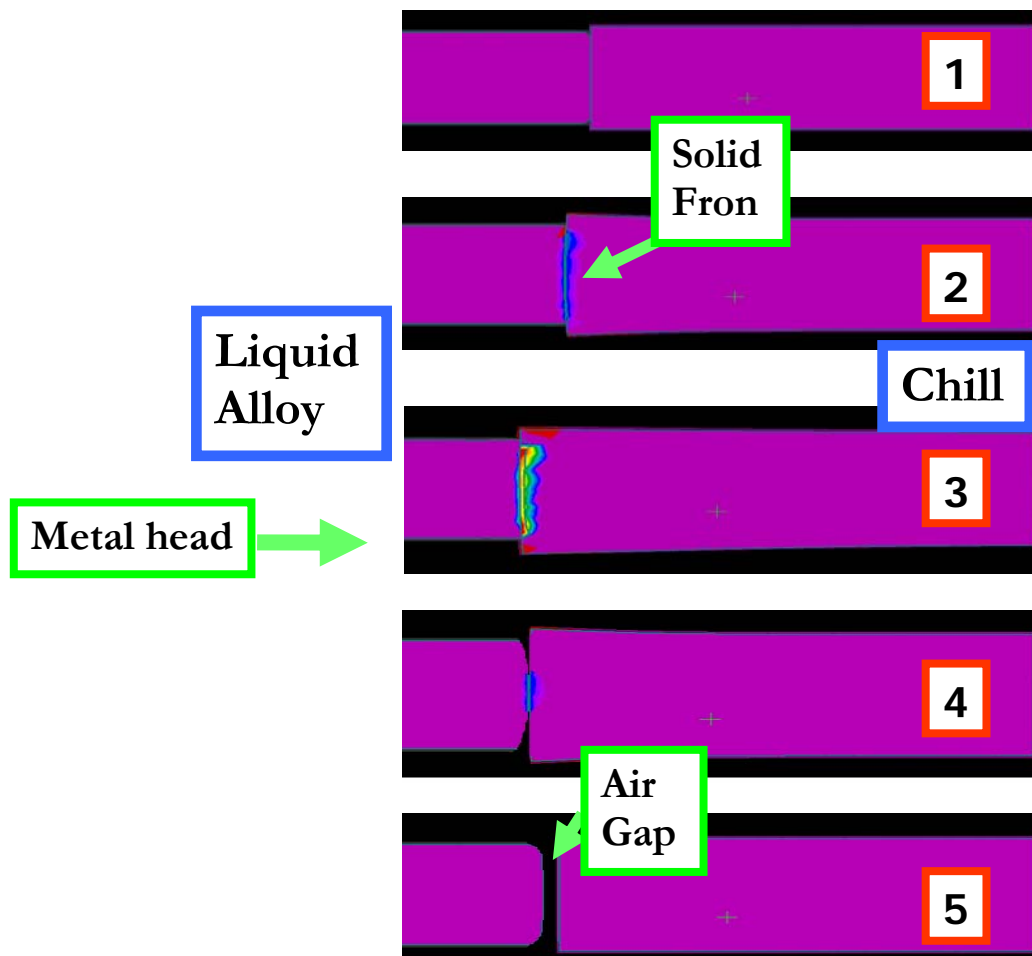


Figura 3.73: Sviluppo della pressione all'interfaccia e spostamento relativo;

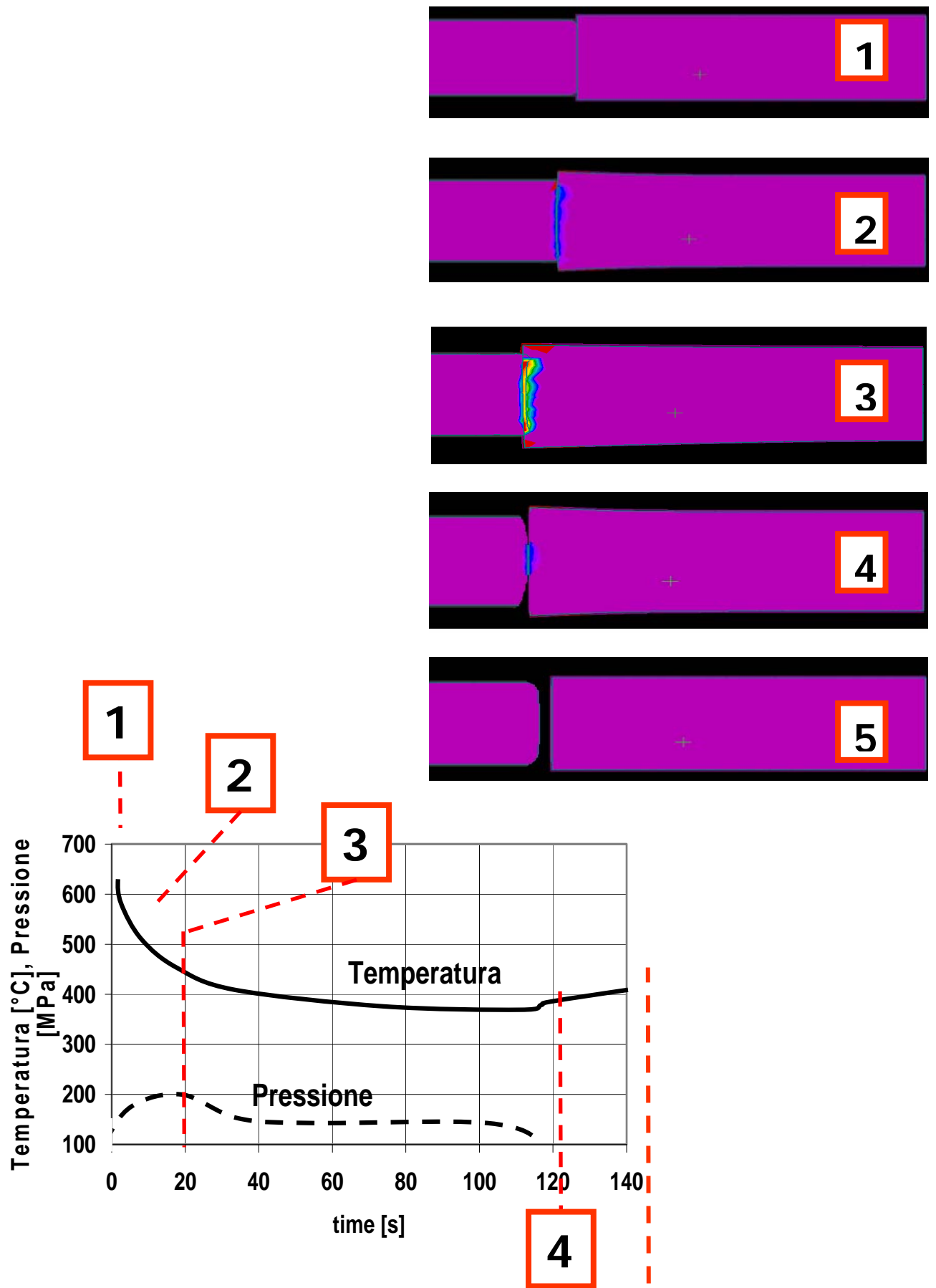


Figura 3.74: Sviluppo della pressione all'interfaccia e spostamento relativo, disposizione dei 5 step nel grafico temperatura-tempo;;

3.7.6 CONCLUSIONI

- Il battente metallostatico nella fusione in sabbia di gravità non interessa gli HTC nella fase iniziale di raffreddamento, ma può comportare differenze significative nei comportamenti di raffreddamento se è troppo piccolo (HTC può diminuire acutamente dopo che una certa pelle solidificata si sia formata all'interfaccia) o troppo grande (la formazione del gap di aria può essere fatta ritardare).
- Un'analisi stress - termica accoppiata può predire efficacemente (con alcune approssimazioni) lo sviluppo di HTC durante il processo di raffreddamento intero e lo sviluppo dei gap di aria all'interfaccia. Di conseguenza, la temperatura del pezzo fuso può essere prevista molto precisamente.
- una certa pressione transitoria dell'interfaccia può svilupparsi fra il pezzo fuso ed il raffreddatore, l'effetto però è trascurabile nella valutazione degli HTC se lo scopo è solo quello di predire lo sviluppo di raffreddamento all'interno del pezzo fuso.
- l'aumento in HTC non interessa la formazione del gap di aria e determina solo un modesto aumento nella distanza effettiva (le zone di raffreddamento ad alta velocità) del raffreddatore.

3.6 BIBLIOGRAFIA CAPITOLO 3

1. *“Determination of the interfacial heat transfer coefficient h in unidirectional heat flow by Beck’s non linear estimation procedure” (1996) di M. Krishnan e D.G.R. Sharma.*
2. *“Heat flux transients at the casting/chill interface during solidification of aluminium base alloys” (1991) di Prasanna Kumar e Narayan Prabhu.*
3. *Effect of chill thickness and superheat on casting/chill interfacial heat transfer during solidification of commercially pure aluminium (2001) di Gafur, Nasrul Haque e Narayan Prabhu.*
4. *G.Monegato: Fondamenti di calcolo numerico Lib. Editrice universitaria Levrotto & Bella, 1990*
5. *F.Cesari: Introduzione al metodo degli elementi finiti –2°edizione, Pitagora 1996*
6. *F.Cesari: Calcolo matriciale delle strutture 2°edizione, Pitagora 1,*
7. *J.V. Beck, B. Blackwell in: Inverse Heat Conduction – Ill-Posed Problems edited by Wiley-Interscience Publication, (1985)*
8. *W.D. Griffiths, “A Model of the Interfacial Heat-Transfer Coefficient during Unidirectional Solidification of an Aluminum Alloy”, Metal. and Mat. Trans. B, 31B (2000) 285-295.*
9. *S. Shen, A “Numerical Study of Inverse Heat Conduction Problems”, Computers and Mathematics with Applications, 38 (1999), 173-188.*
10. *A. Meneghini and L. Tomesani, “Chill material and size effects on HTC evolution in sand casting of aluminum alloys”, Journal of Mat. Proc. Tech., 162-163 (2005), 534-539*
11. *Meneghini, L. Tomesani, “Chill Boundaries HTC in sand casting of A201 and A356 alloys” (Paper presented at AMPT06 Conference, Las Vegas 2006)*

12. A. Meneghini, L. Tomesani *“The Influence Of The Metal Head On The HTC Evolution In The Sand Casting Of A357”* (Paper presented at 6th MATEHN Conference, Cluj-Napoca, Romania, 2006)
13. M. A. Gafur, M. Nasrul Haque et al., *“Effect of chill thickness and superheat on casting/chill interfacial heat transfer during solidification of commercially pure aluminum”*, J. of Mat. Proc. Tech., 133 (3) (2003), 257-265.
14. W.D.Griffiths, *“The heat transfer coefficient during the unidirectional solidification of an Al-Si alloy casting”*, Metal. and Mat. Trans. B, 30B (1999) 473-482.
15. Mirbagheri, Shrinpavar, Chirazi, *“Modelling of metalo-static pressure on the metal-mould interface thermal resistance in the casting process”*, Materials & Design, article in press (2006)
16. A.Meneghini, L.Tomesani, G.Sangiorgi Cellini *“Relation between HTC evolution, gap formation and stress analysis at the chill interface in aluminium sand casting”* (Shape Casting TMS2007, USA)
17. Mythily Krishnan and D.G.R. Sharma, *“Determination of the interfacial heat transfer coefficient h in unidirectional heat flow by Beck’s non linear estimation procedure”*, Int. Comm. HeatMass Transfer, Vol. 23, No. 2 (1996), 203-214.
18. C.P. Hallam and W.D. Griffiths, *“A Model of the Interfacial Heat-Transfer Coefficient for the Aluminum Gravity Die-Casting Process”*, Metal. and Mat. Trans. B, 35B, (2004) 721-733.
19. C.A. Santos, J.M.V. Quaresma and A. Garcia, *“Determination of transient interfacial heat transfer coefficients in chill mold castings”*, Journal of Alloys and Compounds, 319 (2001), 174–186.

Capitolo 4

DETERMINAZIONE DELLE CONDIZIONI AL CONTORNO CONSEQUENTI ALL'UTILIZZO DELLA POLVERE ESOTERMICA

4.1 Introduzione

Lo scopo della sperimentazione è quello di caratterizzare l'effetto della polvere esotermica per poterla implementare all'interno della simulazione. La polvere esotermica viene impiegata nella produzione industriale per apportare calore alla lega che si sta raffreddando e viene disposta sopra al montante, quest' ultimo sempre ricavato all'interno di maniche isotermitiche;

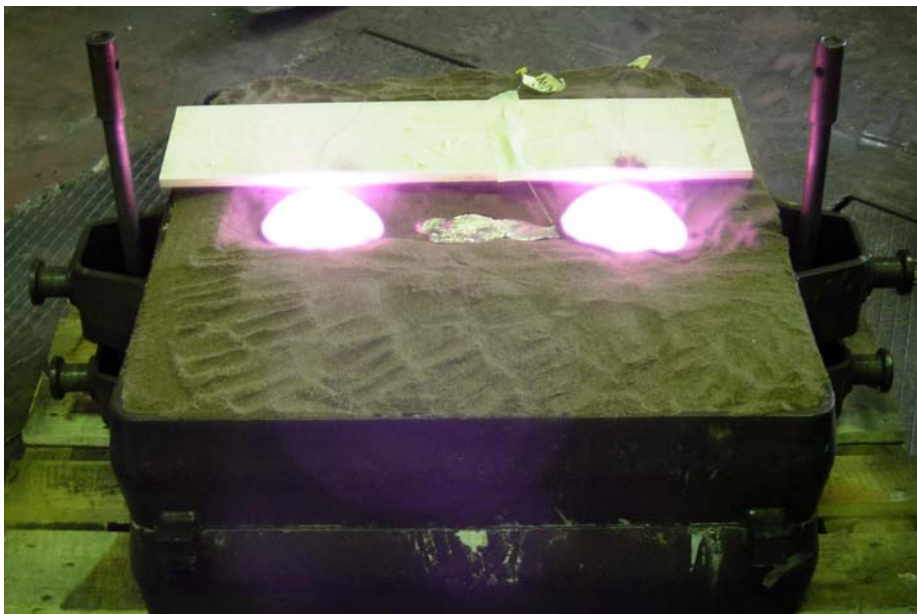


Figura 4.1: polvere esotermica in azione

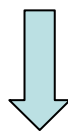
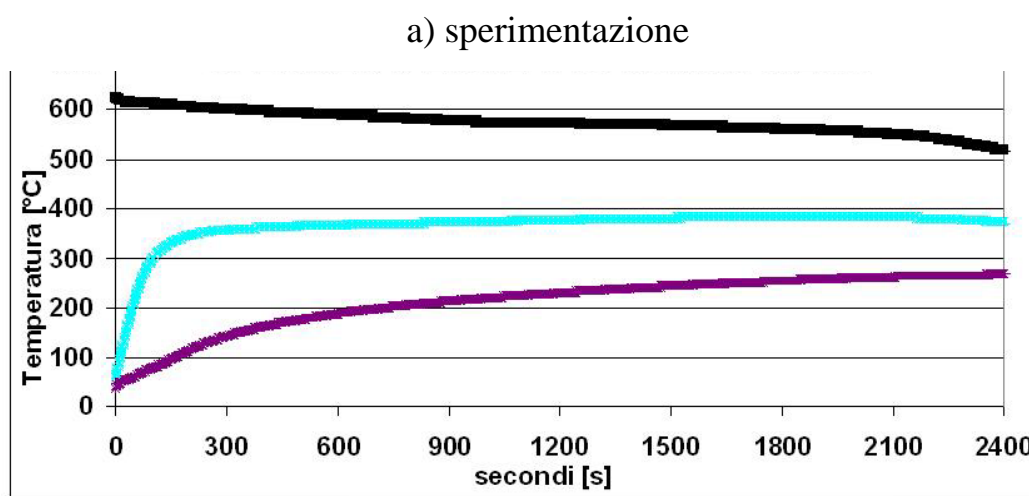
Una prima problematica incontrata riguarda il fatto che delle maniche isotermitiche Foseco F 80 mm utilizzate non si conoscono con esattezza tutte le caratteristiche termo-fisiche; Per questo motivo sono state risolte separatamente due problematiche:

La prima per caratterizzare lo scambio termico della manichetta sia con l'alluminio che con la sabbia, allo scopo di risolvere la problematica prima incontrata;

Nella seconda si caratterizza l'effetto della polvere esotermica sull'alluminio introducendo per la manica i valori trovati dalla prima sperimentazione;

Ciascuna problematica verrà risolta tramite:

- una sperimentazione per acquisire le curve di temperatura nei punti di interesse;
- Una serie di simulazioni ottenute variando i parametri incogniti, HTC e flusso di calore, per far collimare le temperature delle simulazioni con quelle ottenute sperimentalmente; Alla fine di questo processo i parametri ottenuti dal confronto sono quelli ricercati;



HTC, Flusso di Calore

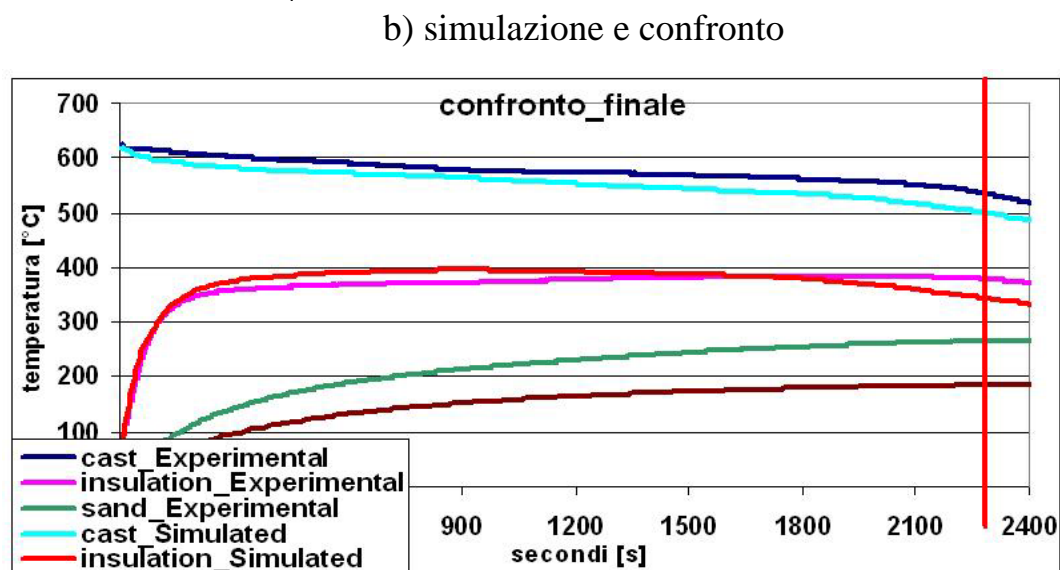


Figura 4.2: schema logico seguito durante lo studio; nel primo diagramma è rappresentato un esempio delle curve di temperatura acquisite dalla sperimentazione

nei punti di interesse; utilizzando il valore che si può ricavare dalla sperimentazione in termini di HTC e ipotizzando un flusso di calore, si ottiene invece il secondo diagramma dove le curve di temperatura ottenute tramite simulazioni sono confrontate con quelle ottenute tramite sperimentazione; Alla fine di questo processo i parametri ottenuti sono quelli ricercati;

4.2 Sperimentazione

4.2.1 Descrizione morfologica dei modelli

Prima problematica:

Si caratterizza lo scambio termico di una manica isoterma cieca, ovvero non passante, sia con la lega di alluminio che con la sabbia; Si impiega una manica cieca al posto di manica aperta allo scopo di risolvere il problema della caratterizzazione dello scambio termico escludendo inizialmente l'influenza di altri fenomeni, fra tutti lo scambio di calore con l'aria esterna;

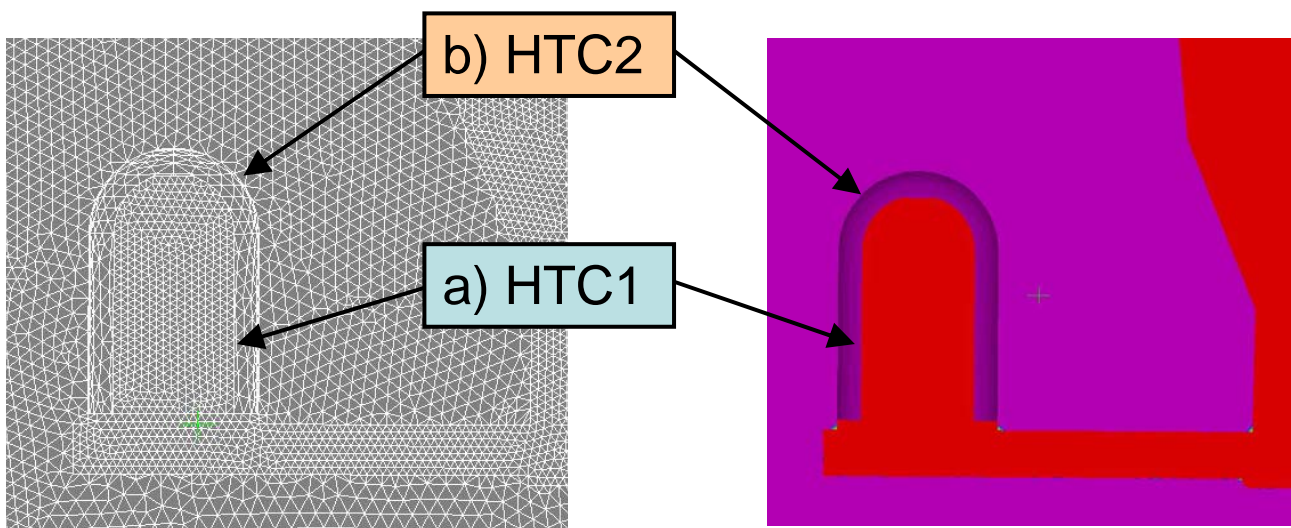


Figura 4.3: Stima del coefficiente di scambio termico HTC tra a) Getto di AlSi9 e manica isoterma cieca (HTC1), b) manica isoterma cieca e sabbia (HTC2);

Seconda problematica:

Si caratterizzare l'effetto della polvere esotermica sull'alluminio ovvero il flusso di calore ceduto dalla polvere alla lega, considerando una manica aperta ed introducendo per quest'ultima i valori trovati dalla prima sperimentazione;

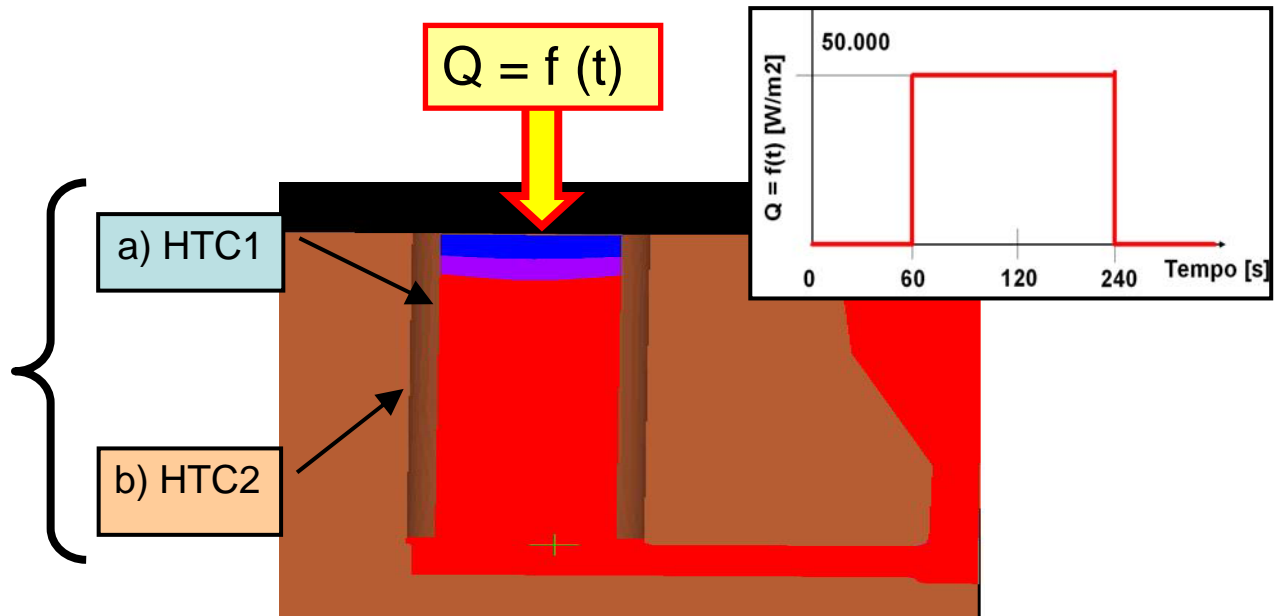


Figura 4.4: Stima del flusso di calore Q apportato alla lega AlSi9 dalla polvere esotermica, utilizzando gli HTC ricavati dal primo studio;

4.2.2 Ipotesi

Si ritengono note la composizione chimica e tutte le caratteristiche termico-fisiche sia della lega di alluminio 46400 sia della sabbia silicea costituente la motta; Si assume $HTC1 = 2 \cdot HTC2$ (dopo valutazioni sia bibliografiche che pratiche).

4.2.3 Variabili ulteriori contemplate

Le caratteristiche termico-fisiche della manichetta isolante, in particolare la sua conduttività e la capacità termica;

4.2.4 Difficoltà incontrate

Nelle simulazioni si procede impostando i parametri di tentativo (gli HTC, il flusso termico,...) ed andando poi a confrontare le temperature così ottenute con quelle rilevate sperimentalmente: questo tipo di approccio è semplice ma comporta un

notevole numero di simulazioni visto l'elevato numero di variabili e la loro complessità; Mentre per la simulazione della prima sperimentazione il coefficiente HTC è imposto come valore costante nel tempo e direttamente selezionando il valore dell'interfaccia relativa; Nella seconda per l'applicazione di un flusso termico Q sulla sommità del montante occorre tener presente dell'abbassamento del livello del liquido durante il raffreddamento; questo fenomeno non permette di usare una boundary condition heat normale, ovvero piana, ma ne richiede una volumetrica di superficie, che permette di accompagnare il fenomeno di abbassamento; inoltre occorre ipotizzare una legge del flusso nel tempo;

4.2.5 Le condizioni di processo

Temperature: lega alluminio-630°C, sabbia e maniche-ambientale (20°C); Tempi: riempimento manica cieca 15 s, riempimento manica aperta 20 s; polvere inserita in 10 s dopo aver atteso 10 s dal riempimento; Fusione in sabbia chimica, Temperatura della motta: 20 °C, Lega “fortemente degasata”; in mancanza di dati certi si assume il contenuto di idrogeno pari a 1 cc per 100 g di lega.

4.2.6 Sperimentazione 1) con Manica cieca

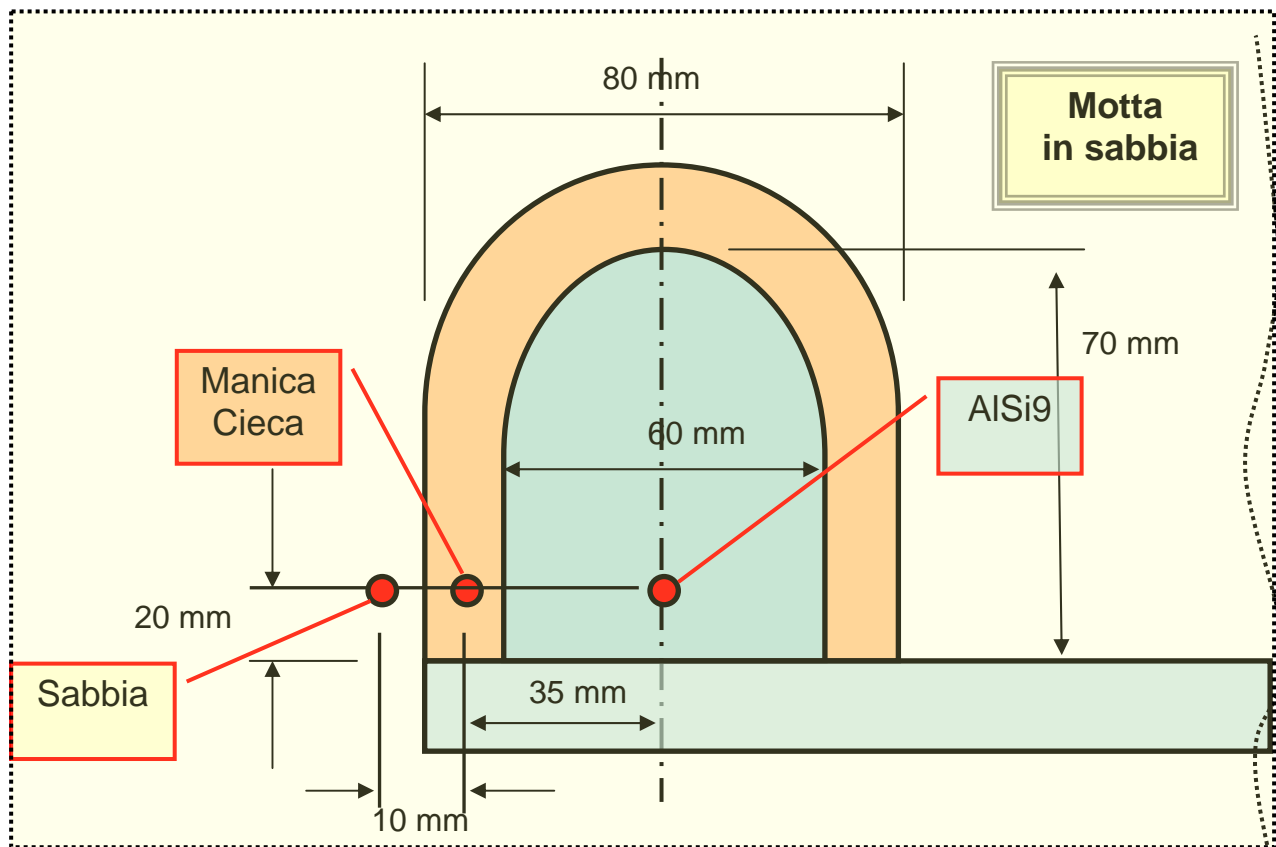


Fig. 4.5: Posizionamento delle tre termocoppie, all'interno della sabbia chimica, al fine di rilevare le temperature nel tempo dei seguenti materiali: la lega liquida di alluminio AlSi9, la manica cieca e la sabbia

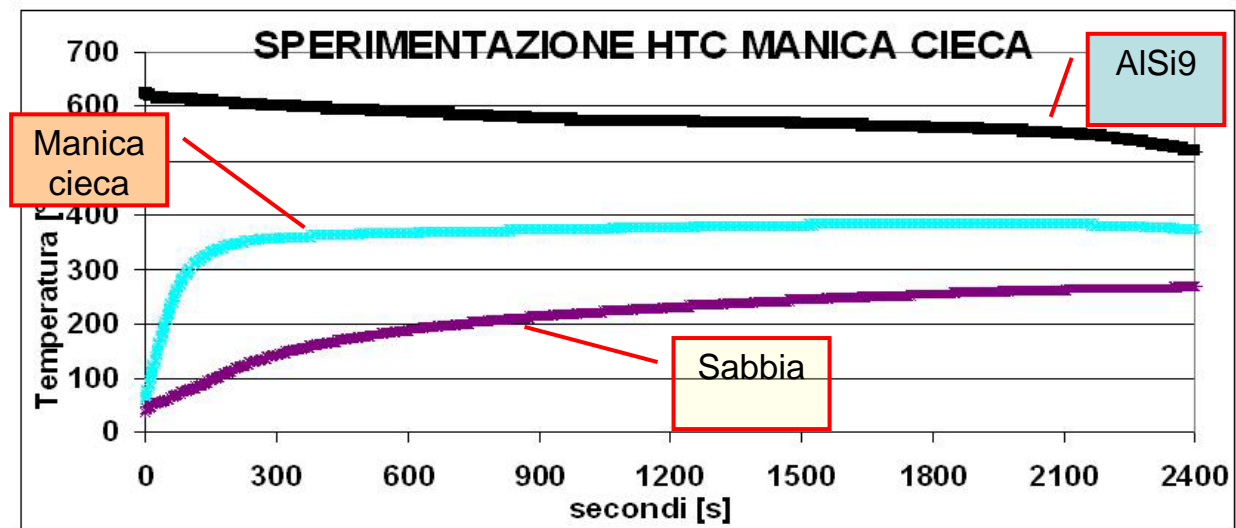


Fig 4.6 Grafico Temperature-tempo rilevate dalle 3 termocoppie descritte nello schema precedente.

4.2.7 Sperimentazione 2) con Manica Aperta con Polvere esotermica

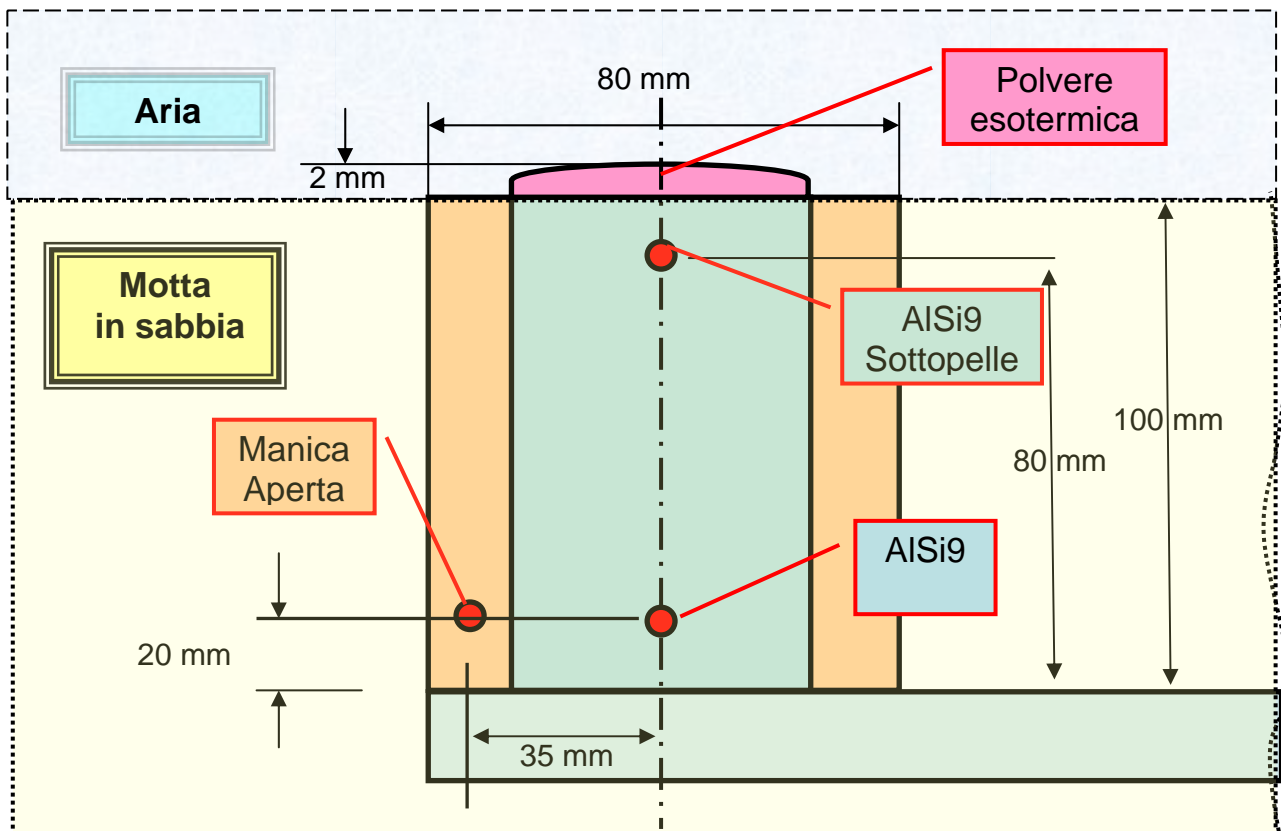


Fig. 4.7: Posizionamento delle tre termocoppie, all'interno della sabbia chimica, al fine di rilevare le temperature nel tempo dei seguenti materiali: la lega liquida di alluminio AlSi9 "sottopelle", ovvero subito sotto il pelo libero, la lega liquida di alluminio AlSi9 in fondo al montante e la manica aperta; la polvere esotermica è posta sulla sommità del montante alla fine del riempimento della forma;

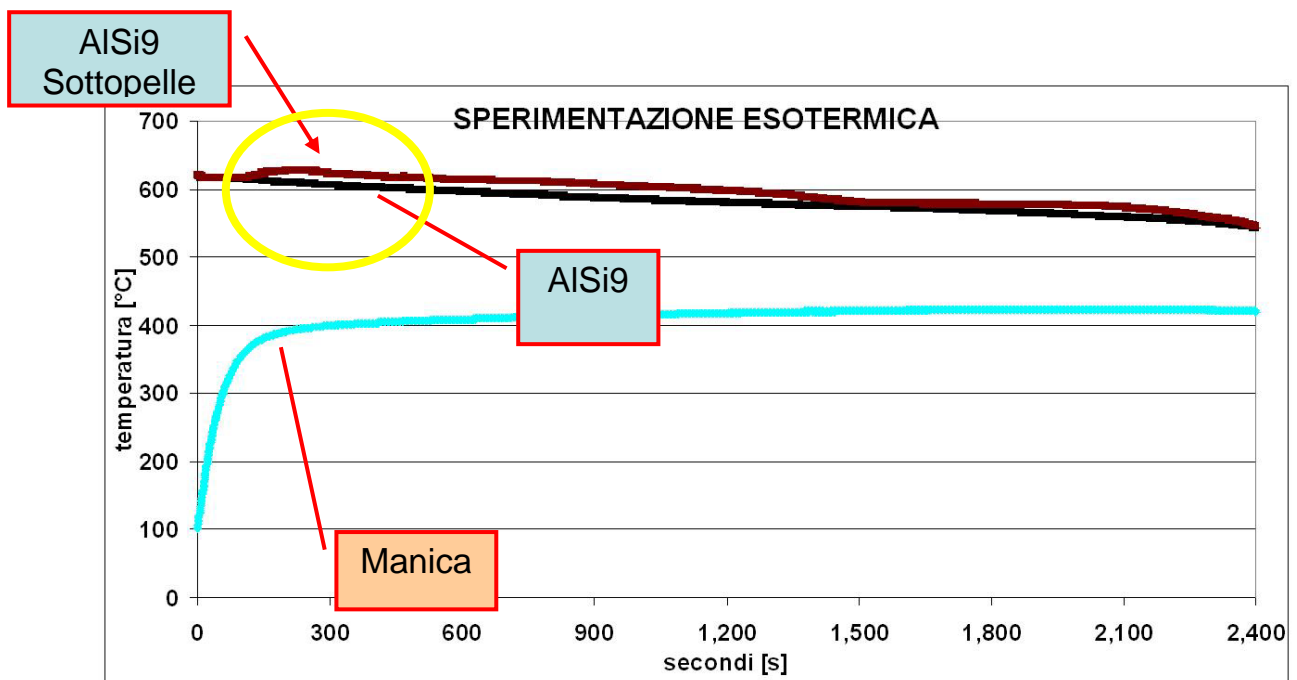


Fig. 4.8: Grafico Temperature-tempo rilevate dalle 3 termocoppie descritte nello schema precedente; nel tondo giallo è evidenziato l'inizio di incremento di temperatura registrato dalla termocoppia nella lega liquida di alluminio AlSi9 "sottopelle", ovvero subito sotto il pelo libero, rispetto a quello registrato nella lega liquida di alluminio AlSi9 in fondo al montante.

4.3 Simulazione

4.3.1 Simulazione 1)

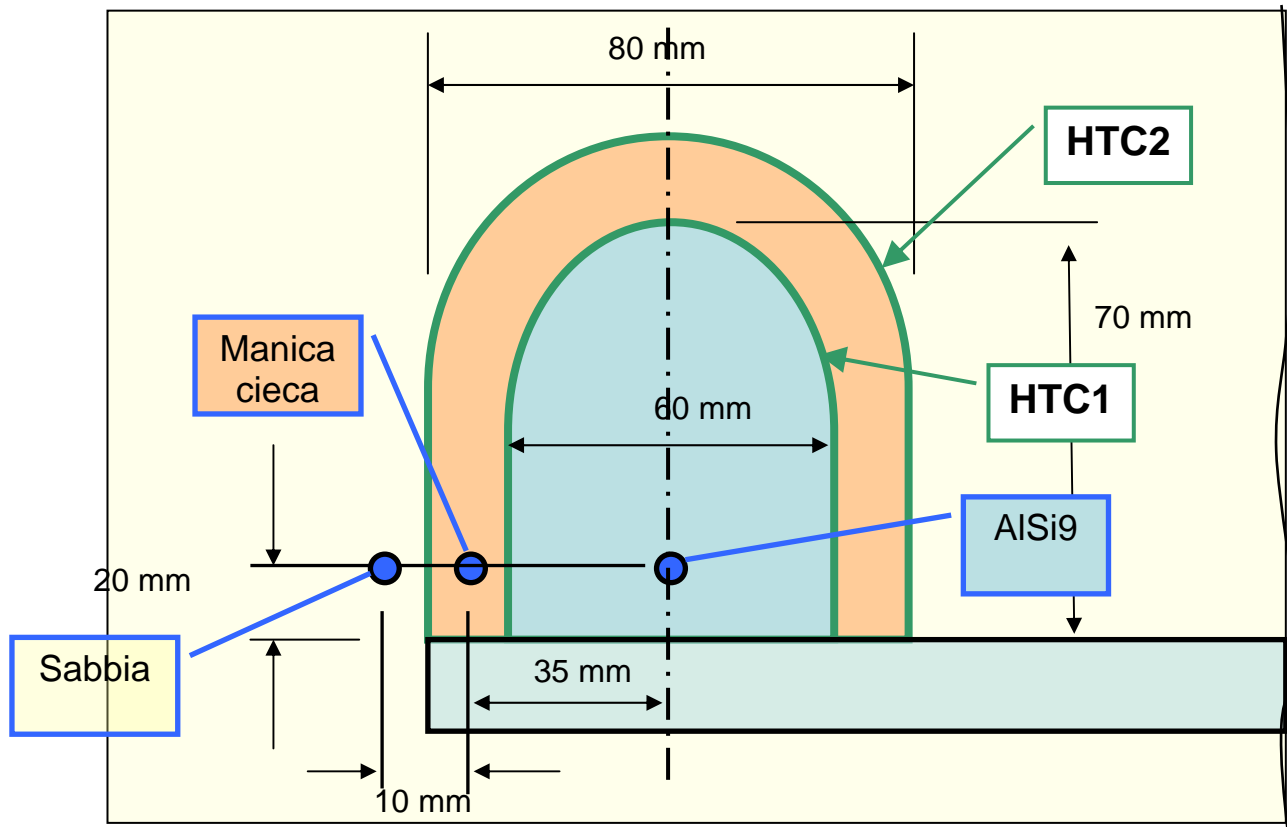


Figura 4.9: Schema della posizione dei nodi scelti per rilevare le temperature simulate e degli HTC presi in esame; i valori iniziali di tentativo dello scambio termico sono stati $HTC1=300$ e $HTC2=150$ [$W/^{\circ}Km^2$], mentre alla fine si sono adottati i valori migliori $HTC1=200$ e $HTC2=100$ [$W/^{\circ}Km^2$], $HTC1=300$ e $HTC2=150$ [$W/^{\circ}Km^2$].

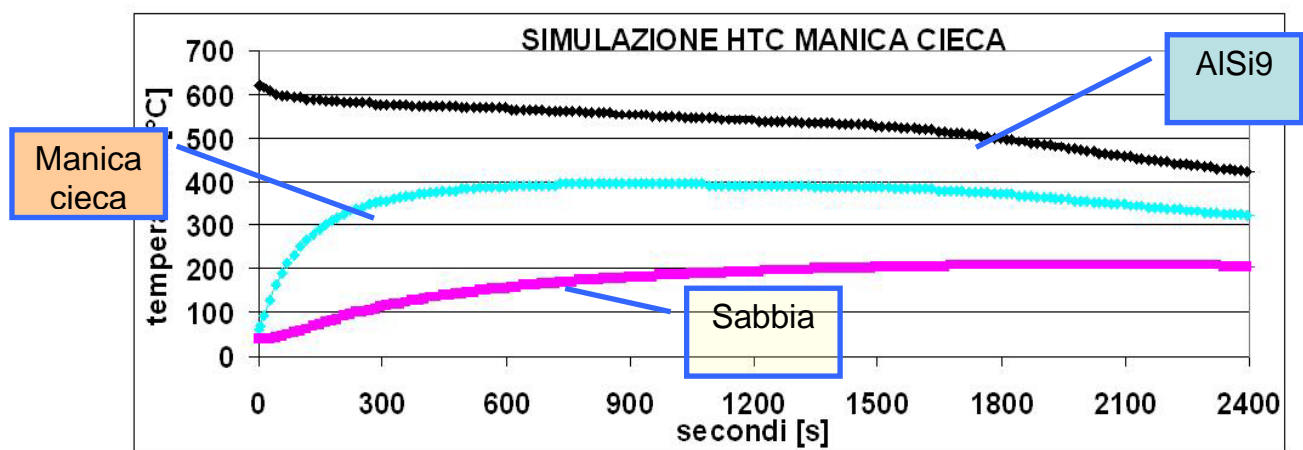


Figura 4.10: Grafico Temperature-tempo dalla simulazione Manica Cieca

4.3.2 Simulazione 2)

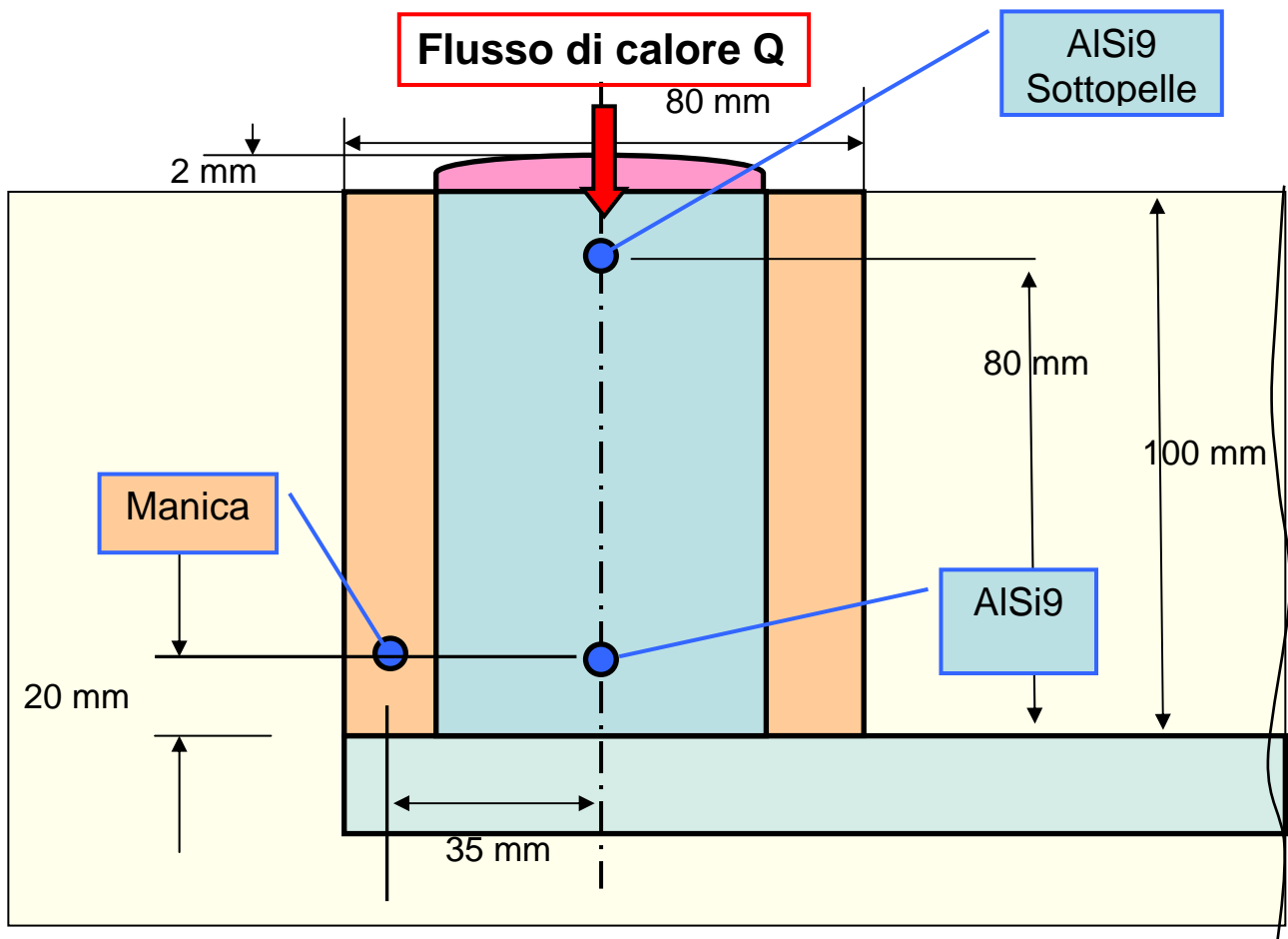


Figura 4.11: Posizione dei nodi scelti per rilevare le temperature simulate e posizione del flusso di calore Q ipotizzato;

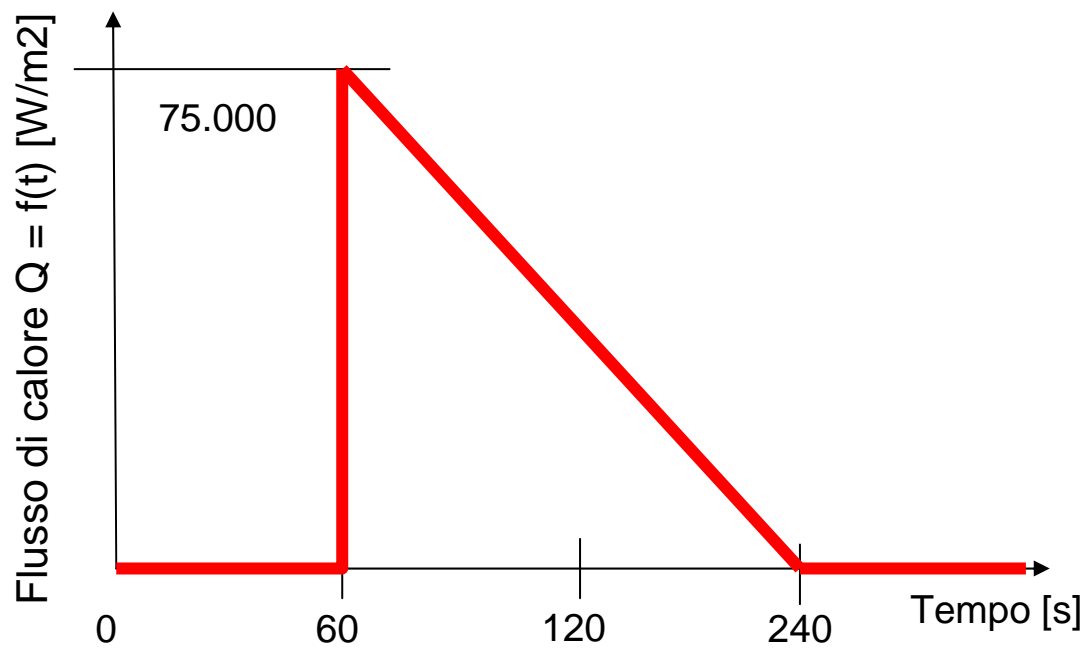


Figura 4.12: Flusso di calore Q inserito come primo tentativo

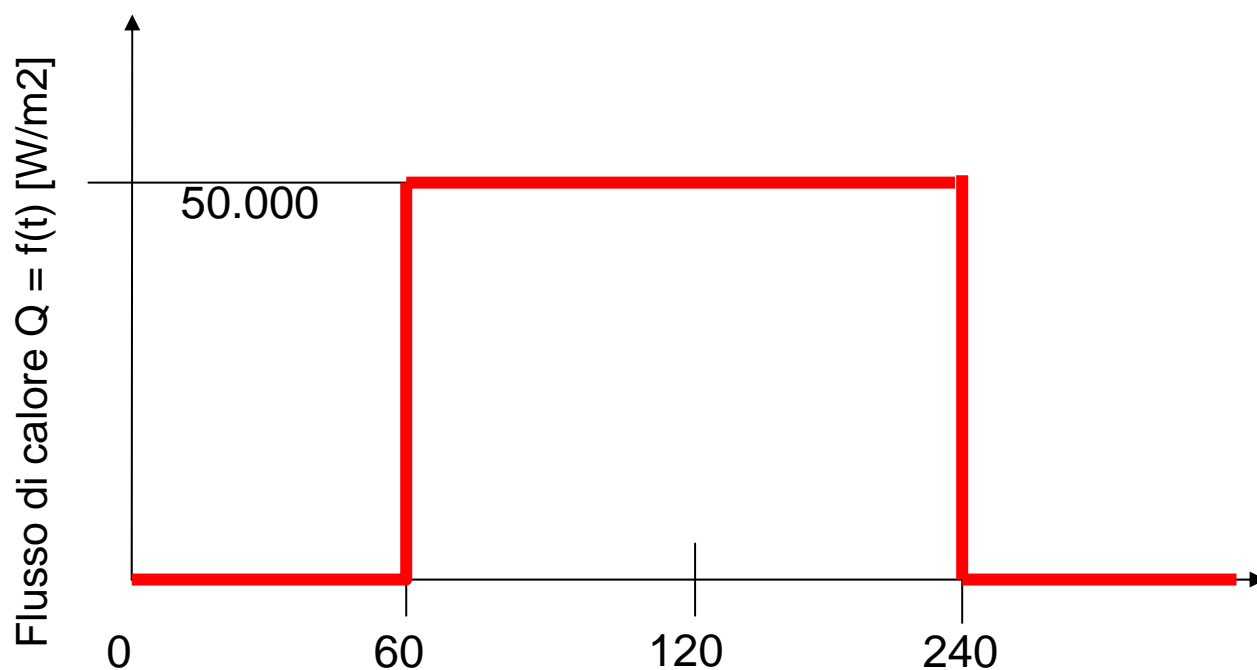


Figura 4.13: Flusso di calore Q finale

Si sono valutati diversi andamenti del flusso di calore Q nel tempo per meglio rappresentare la realtà, ovvero il calore sviluppato dalla polvere esotermica; come rappresentato in seguito si è visto adattarsi meglio un andamento rettangolare con valore massimo di 50.000 [W/m^2], piuttosto che uno a dente di sega con valore massimo di 75.000 [W/m^2].

4.3.3 Confronto tra le due leggi di flusso di calore Q implementati

Si sono valutati diversi andamenti del flusso di calore Q nel tempo per meglio rappresentare la realtà, ovvero il calore sviluppato dalla polvere esotermica; come rappresentato in seguito dai due grafici si è visto adattarsi meglio un andamento rettangolare con valore massimo di 50.000 [W/m²], piuttosto che uno a dente di sega con valore massimo di 75.000 [W/m²].

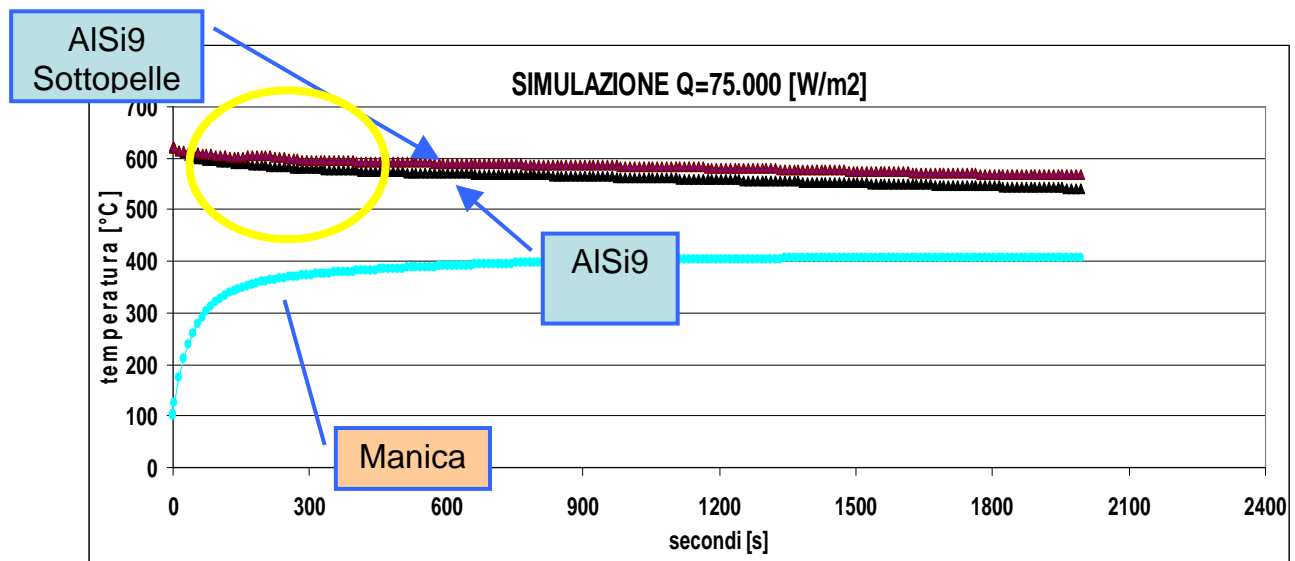


Figura 4.14: Grafico Temperature-tempo dalla simulazione Polvere esotermica ottenuto con un flusso Q nel primo tentativo, fig. 4.12; nel tondo giallo è evidenziato l'inizio di incremento di temperatura registrato dalla termocoppia nella lega liquida di alluminio AlSi9 “sottopelle”, ovvero subito sotto il pelo libero, rispetto a quello registrato nella lega liquida di alluminio AlSi9 in fondo al montante; se si confronta l'andamento della figura con quello registrato sperimentalmente in figura 4.8 si nota una notevole differenza.

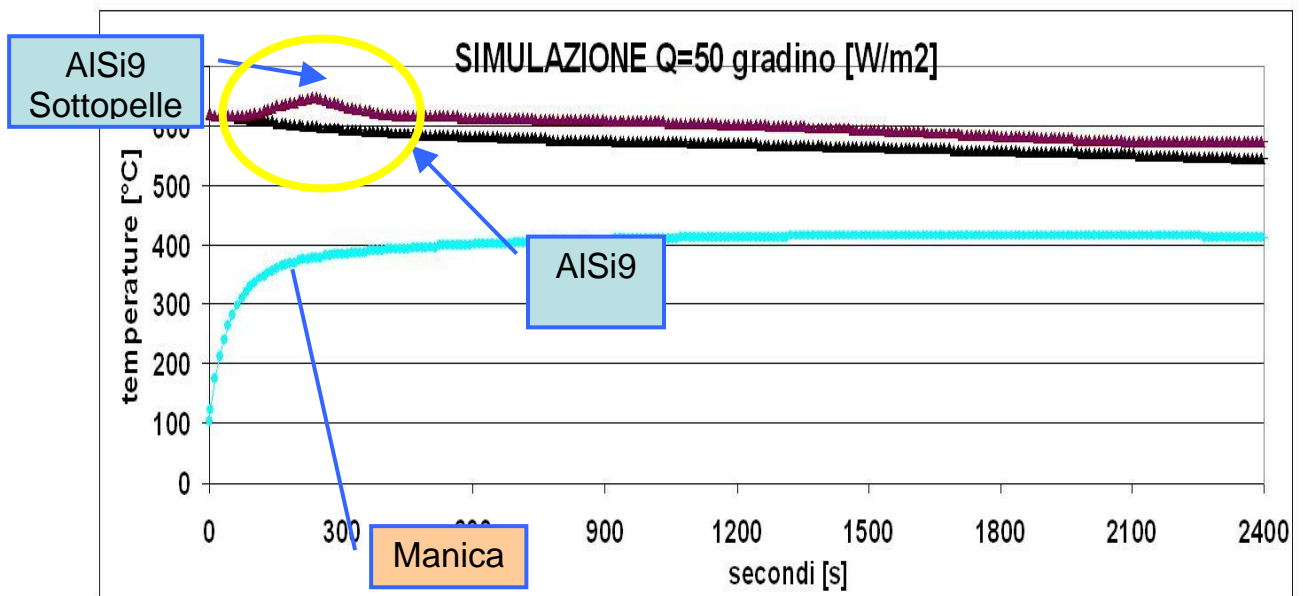


Figura 4.15: Grafico Temperature-tempo dalla simulazione Polvere Esotermica: risultato finale con HTC giusti; confrontando l'andamento delle curve nel tondo giallo si può notare come questo secondo grafico meglio rappresenti le curve di temperatura sperimentali di figura 4.8;

4.4 Risultati e discussione

Si riportano di seguito i grafici relativi ai confronti delle curve sperimentali e simulate nei diversi casi analizzati, inerenti sia la prima sperimentazione, con la manica cieca per ricavare i valori dello scambio termico, che della seconda sperimentazione, con la polvere esotermica per ricavare l'entità del flusso di calore Q .

4.4.1 Manica cieca

Per quanto riguarda la prima sperimentazione si è ottenuto un ottimo miglioramento abbassando i valori degli HTC1 e HTC2, rispettivamente tra la manica cieca e l'alluminio, e tra la sabbia e la manica cieca, dai valori di $HTC1=350$, $HTC2=150$ [$W/^{\circ}Kmm^2$], a quelli $HTC1=200$ e $HTC2=100$ [$W/^{\circ}Kmm^2$] e conduttività della manica isoterma dimezzata;

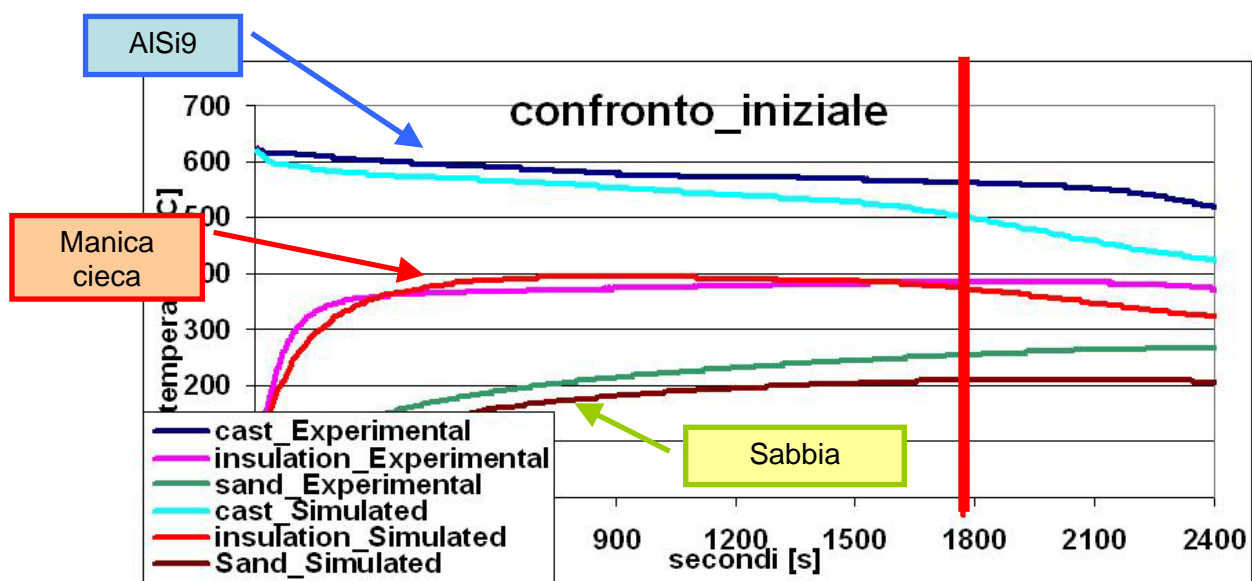


Figura 4.16: Confronto delle curve di temperatura ottenute nella Manica cieca, con i valori iniziali di tentativo dello scambio termico, rispettivamente tra alluminio – manica isoterma e manica isoterma – sabbia, corrispondenti a $HTC1=350$, $HTC2=150$ [$W/^{\circ}Kmm^2$]; si nota come dall'istante $t = 1800$ secondi i valori divergono notevolmente;

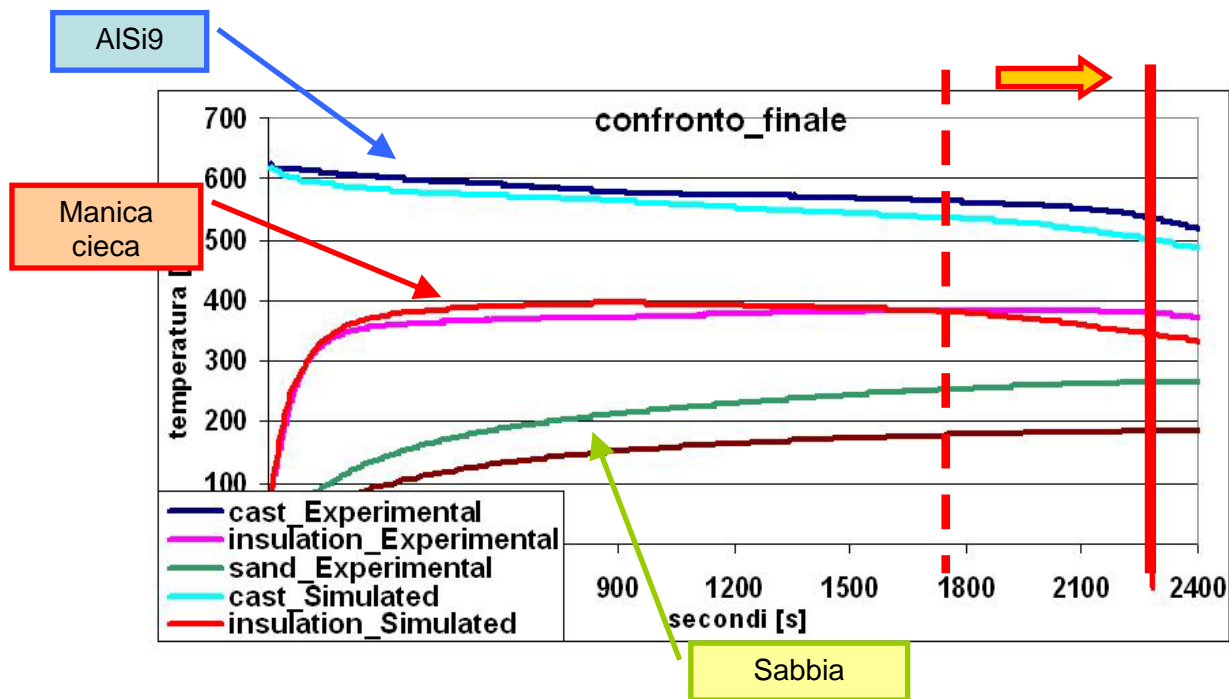


Figura 4.17: Confronto delle curve di temperatura ottenute nella Manica cieca, con i valori finali dello scambio termico, rispettivamente tra alluminio – manica isoterica e manica isoterica – sabbia, corrispondenti a $HTC1=200$ e $HTC2=100$ [$W/^{\circ}Kmm^2$] e conduttività dimezzata; si nota come ci sia una maggior corrispondenza tra le curve di temperatura tra l'istante $t = 1800$ secondi e quello $t = 2200$ secondi;

4.4.2 Polvere esotermica

Per la seconda sperimentazione si è visto adattarsi meglio un andamento del flusso di calore Q ipotizzato di tipo rettangolare con valore massimo di 50.000 [W/m^2], piuttosto che uno a dente di sega con valore massimo di 75.000 [W/m^2].

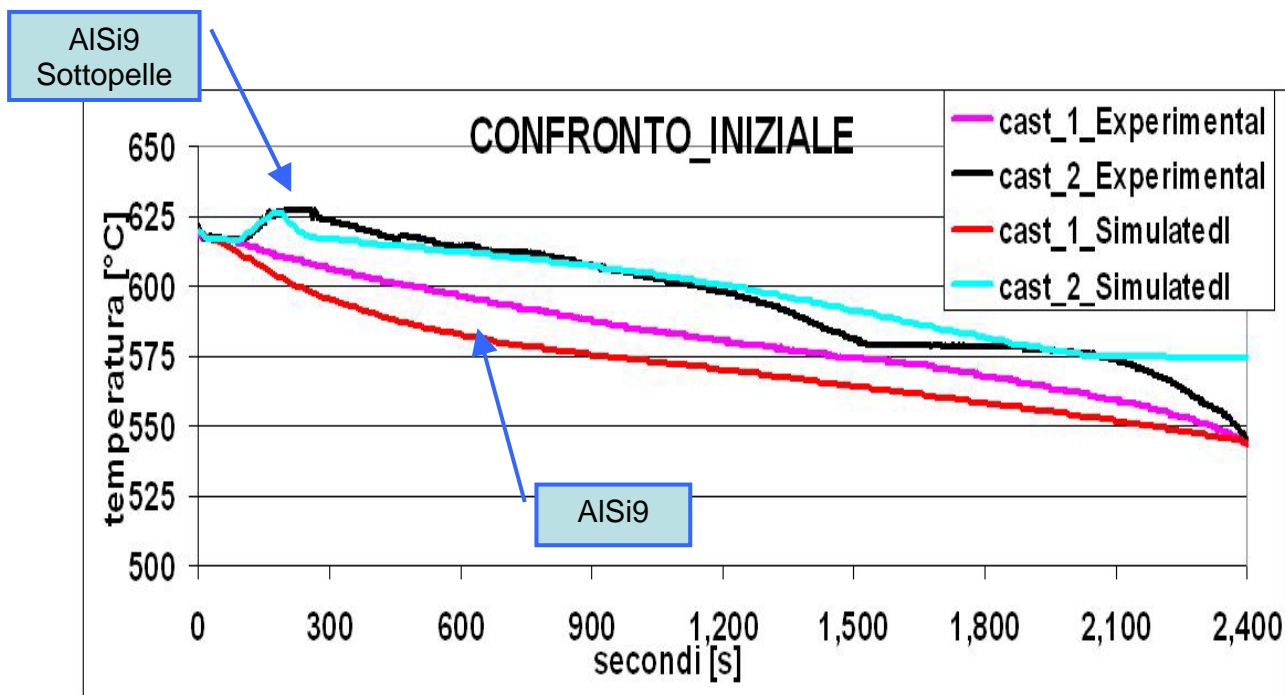


Figura 4.18: Confronto delle curve di temperatura ottenute nell'alluminio all'interno della manica aperta, con il valore iniziale di tentativo del flusso di calore $Q = 75000$ [W/m²], con andamento a dente di sega. Si nota come tra le due curve inferiori inerenti la sperimentazione e la simulazione della temperatura dell'alluminio in fondo al montante non ci sia buona corrispondenza;

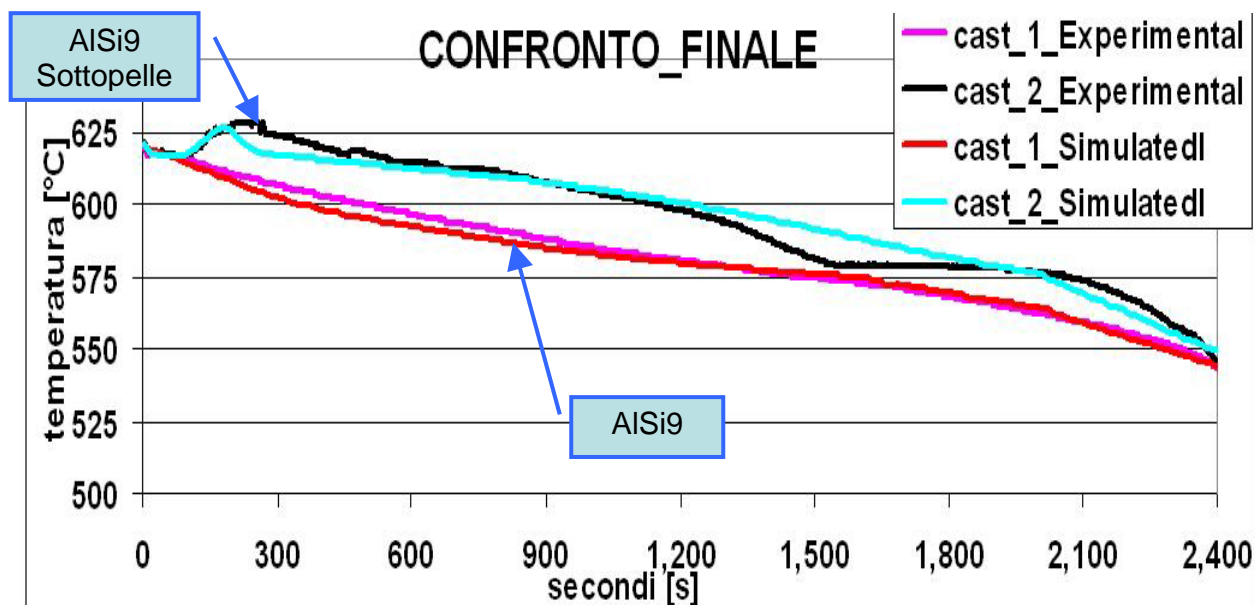


Figura 4.19: Confronto delle curve di temperatura ottenute nell'alluminio all'interno della manica aperta, con il valore finale del flusso di calore $Q = 50000$ [W/m²] con legge a gradino. Si nota come tra le due curve inferiori inerenti la sperimentazione e la simulazione della temperatura dell'alluminio in fondo al montante non ci sia buona corrispondenza;

la simulazione della temperatura dell'alluminio in fondo al montante adesso sussiste una buona corrispondenza;

4.5 Conclusioni

Nella simulazione si consiglia di utilizzare:

Per la manica isoterma Foseco: HTC getto-manica: 200 [W/°Kmm2]

..... HTC manica-sabbia: 100 [W/°Kmm2]

..... con Conduttività dimezzata

Per la polvere esotermica: Flusso termico di $Q = 50000$ [W/m2] con legge a gradino

Si riporta infine un confronto delle temperature della lega con e senza polvere esotermica, da cui si evince il beneficio dell'utilizzo di quest'ultima.

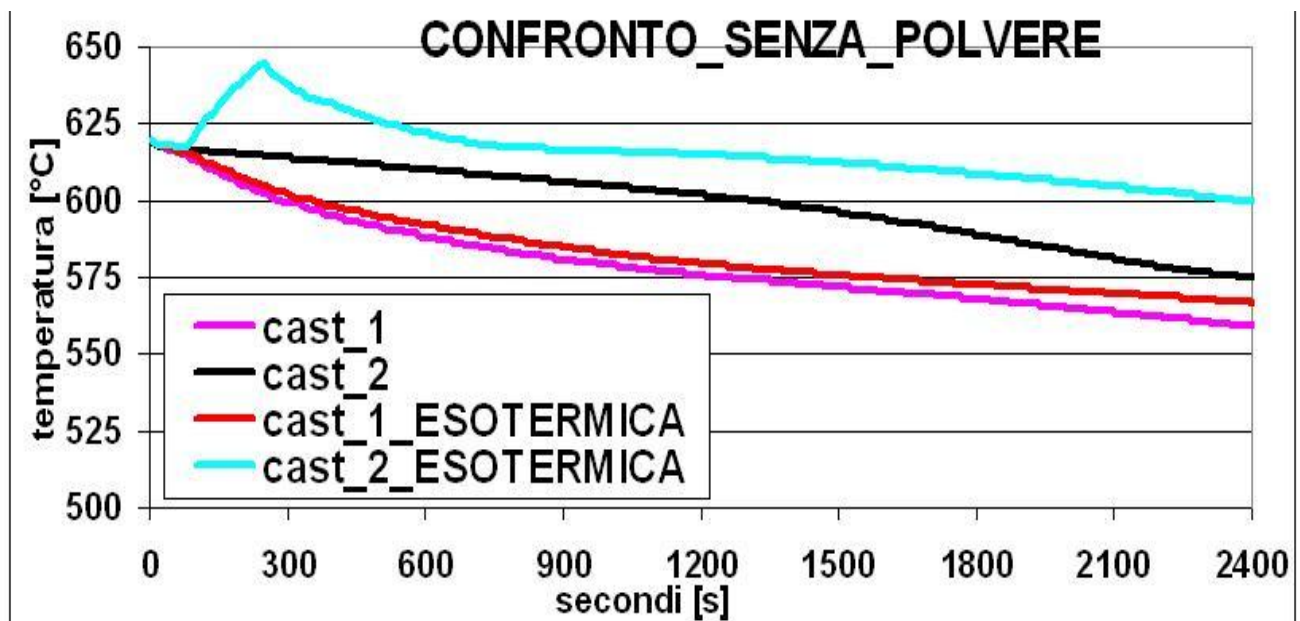


Figura 4.20: Confronto temperature lega con e senza polvere esotermica, da cui si evince il beneficio dell'utilizzo di quest'ultima.

Capitolo 5

STUDIO SPERIMENTALE DELLA MICROSTRUTTURA DI SOLIDIFICAZIONE DI UN GETTO DI GRANDI DIMENSIONI

5.1 Introduzione

L'intento di questa sperimentazione è quello di testare il simulatore FEM per lo studio della microstruttura di solidificazione in un getto di grandi dimensioni. Allo scopo si approfitta della disponibilità di un gigantesco anello di AlSi10Mg, prodotto nella fonderia Fomet di Imola, per conto della ditta Ansaldo. L'obiettivo rimane quello di ottimizzare la simulazione computazionale della microstruttura di solidificazione del getto tramite confronto con quella osservata al microscopio polarizzato. In primo luogo è stata validata la corrispondenza simulazione - sperimentazione tramite il confronto dell'analisi dello sdas e delle porosità al fine di garantire la stessa dinamica di raffreddamento. Quindi si è proceduto con la simulazione delle strutture di solidificazione che tenesse conto della nucleazione dei grani, della cinetica e dell'orientazione di crescita delle dendriti e della transizione tra regione colonnare e regione equiassica.

5.2 SPERIMENTAZIONE

5.2.1 *Descrizione morfologica del getto*

L'oggetto dei nostri studi è un gigantesco anello di AlSi10Mg, prodotto nella fonderia Fomet di Imola, per conto della ditta Ansaldo, colato in sabbia per ottenere il getto in figura 5.1, e successivamente lavorato parzialmente per ottenere il grezzo mostrato in figura 5.3. Le lavorazioni subite dal getto comprendono: il taglio del "boccame", ovvero il taglio degli organi ausiliari alla colata indispensabili per la buona riuscita della fusione. Durante questa operazione vengono asportati gli attacchi

di colata e tutte le materozze (smaterozzatura); le operazioni di “smerigliatura”, ovvero tutte quelle altre parziali lavorazioni grossolane, quali l’asportazione di bave, ecc., indispensabili dopo il taglio del boccame e prima della spedizione del pezzo alle successive lavorazioni di finitura. Viste le enormi dimensione del getto all’interno della motta sono inserite piastre di ghisa, tutte intorno all’allumino liquido, utilizzate allo scopo di raffreddare il getto più velocemente di quanto potrebbe fare la sabbia da sola;

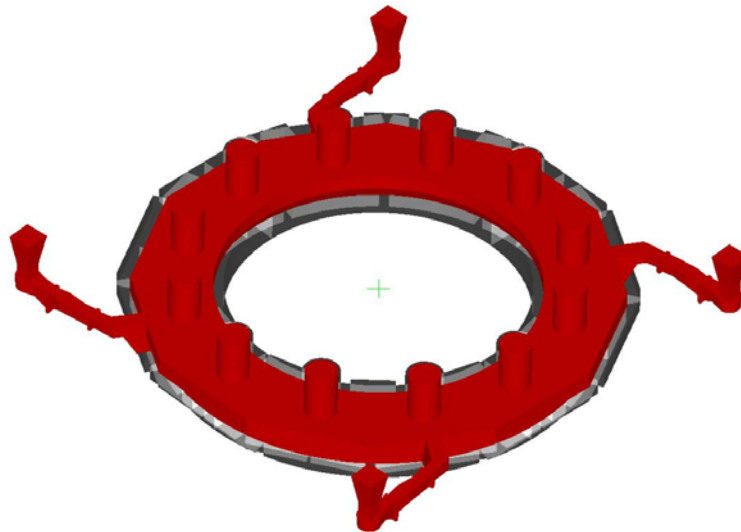


Figura 5.1: Immagine del getto colato in sabbia; in grigio si intravedono le piastre di ghisa utilizzate per raffreddare il getto lateralmente

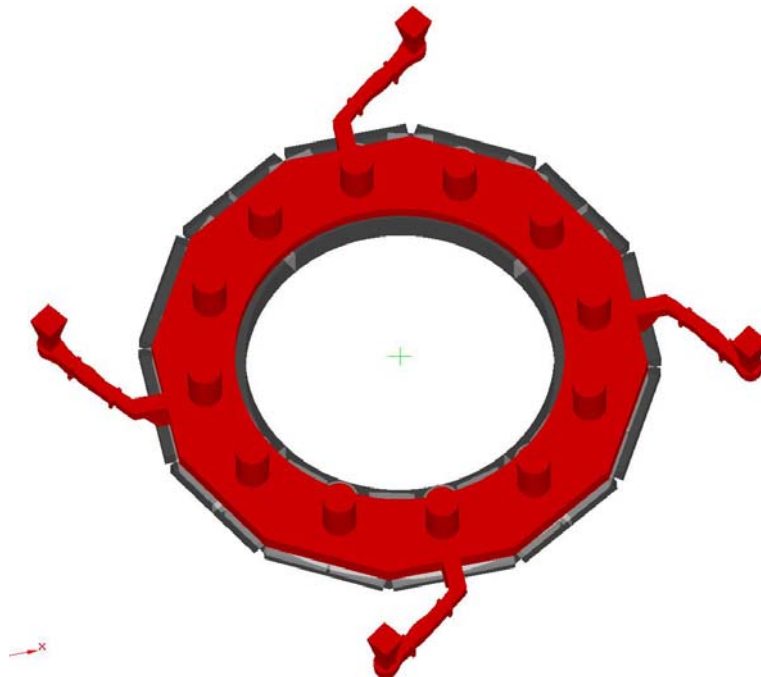


Figura 5.2: Altra immagine del getto colato in sabbia



Figura 5.3: Immagine del getto dopo la trasformazione in grezzo, mediante l'asportazione del beccame e la successiva smerigliatura;

Si riportano anche immagini inerenti le strutture utilizzate per la colata, comprendenti lo schema della disposizione delle grosse piastre in ghisa con funzione di raffreddatori, rappresentate a seconda della posizione nelle colorazioni grigie, viola, gialle e rosse, e delle manichette isotermitiche intorno ai montanti, di colora arancio.

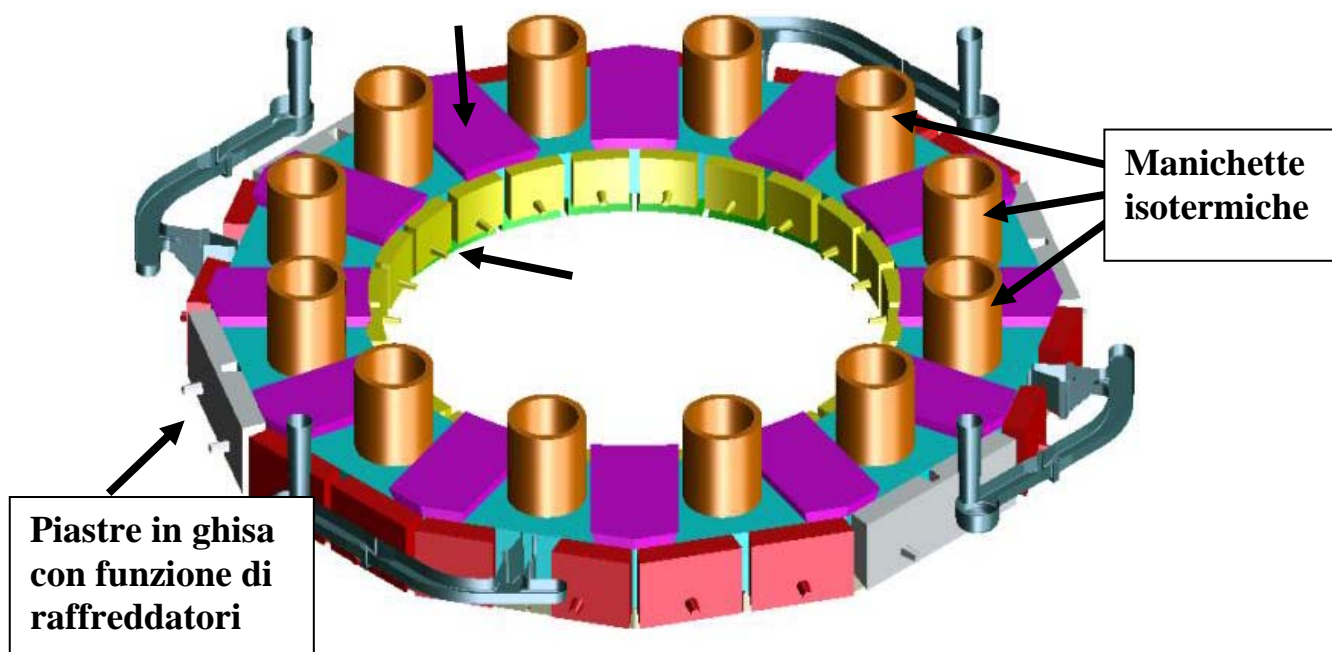


Fig. 5.4: Immagine laterale dello schema della disposizione delle strutture utilizzate per la colata, comprendenti grosse piastre in ghisa con funzione di raffreddatori e manichette isotermitiche intorno ai montanti

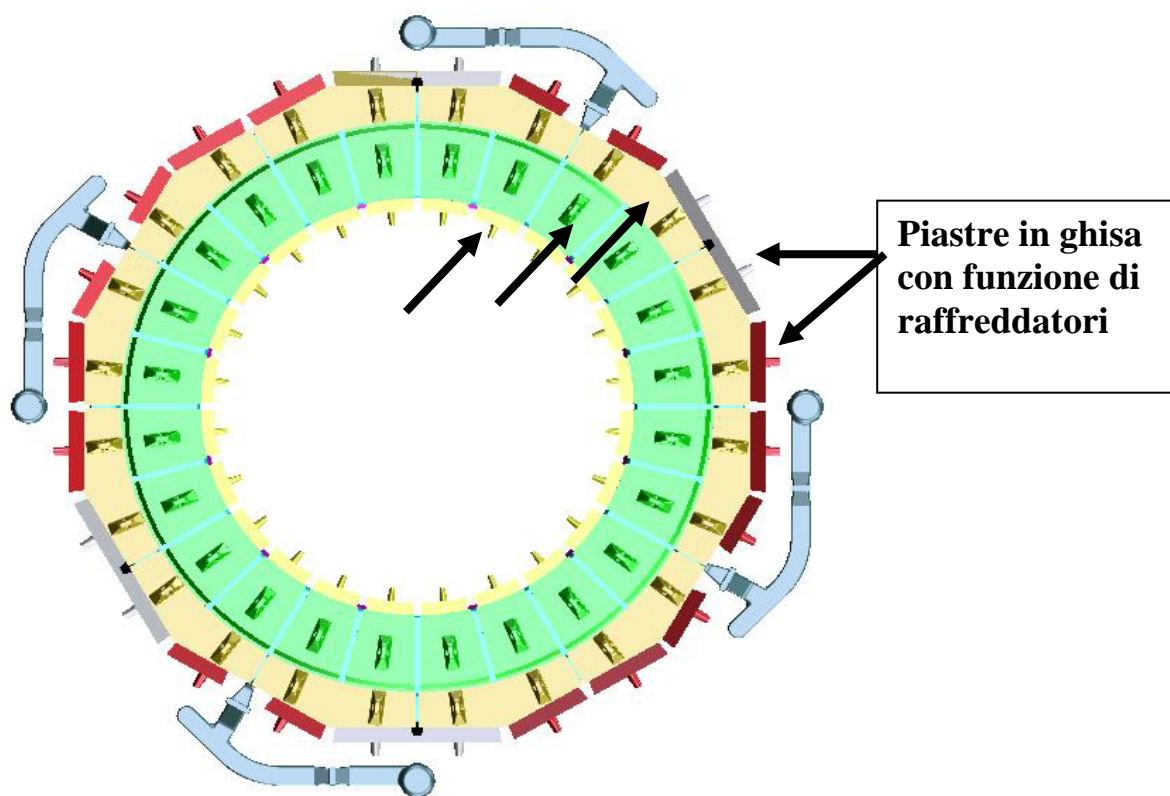


Fig. 5.5 Immagine da sotto

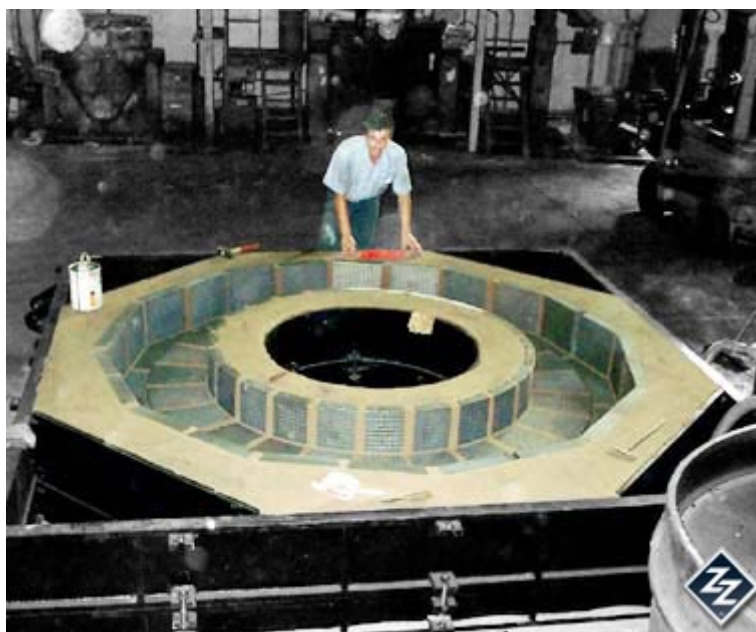


Fig. 5.6 Immagine raffigurante la staffa inferiore durante la preparazione

5.2.2 Le condizioni di processo

La colata del getto è stata eseguita presso la fonderia Fomet mediante 4 siviere in contemporanea. I dati di processo sono i seguenti: Fusione in sabbia chimica, Tempo di colata: 280 secondi circa, Temperatura della lega alla colata: 710 °C, Temperatura

della motta: 20 °C, 4 tonnellate di alluminio fuso impiegato per un getto; 160 piastre di ghisa impiegate come raffreddatori; 12 manichette isotermitiche di 300 mm di diametro;

5.3 Discussione inerente la scelta delle fette e dei provini da estrarre

Il getto presenta una spiccata simmetria radiale, per ciascun spicchio di 90° comprendente un attacco di colata, come evidenziato dalle linee tratteggiate, da cui la scelta di semplificare lo studio a solo un quarto del pezzo, evidenziato dal rettangolo e come rappresentato nelle figure seguenti;

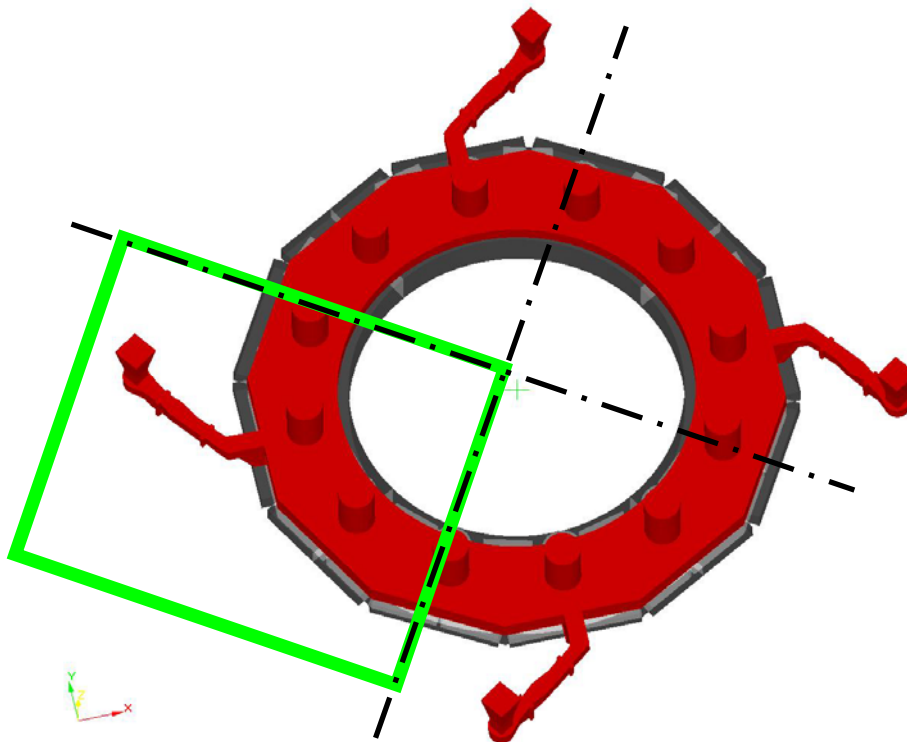


Fig 5.7: Getto con in evidenza gli assi di simmetria radiale e disposizione del rettangolo che racchiude lo spicchio di 90° scelto per semplificare lo studio;

All'interno di questa porzione del getto si può poi constatare una ulteriore ripetizioni di elementi identici tra loro: tutto questo permette di inquadrare e restringere l'analisi di studio a solo tre tipi di sezione caratteristiche, che si ripetono in modo identico con precisa periodicità, come anche dimostrato dalle simulazioni successivamente; Le tre sezioni scelte sono la sezione chiamata A: corrispondente all'attacco di colata e con

montante nella sommità, la M avente solo il montante, e la R, sezione intermedia alle due precedenti, senza montante ma avente nella sommità un raffreddatore.

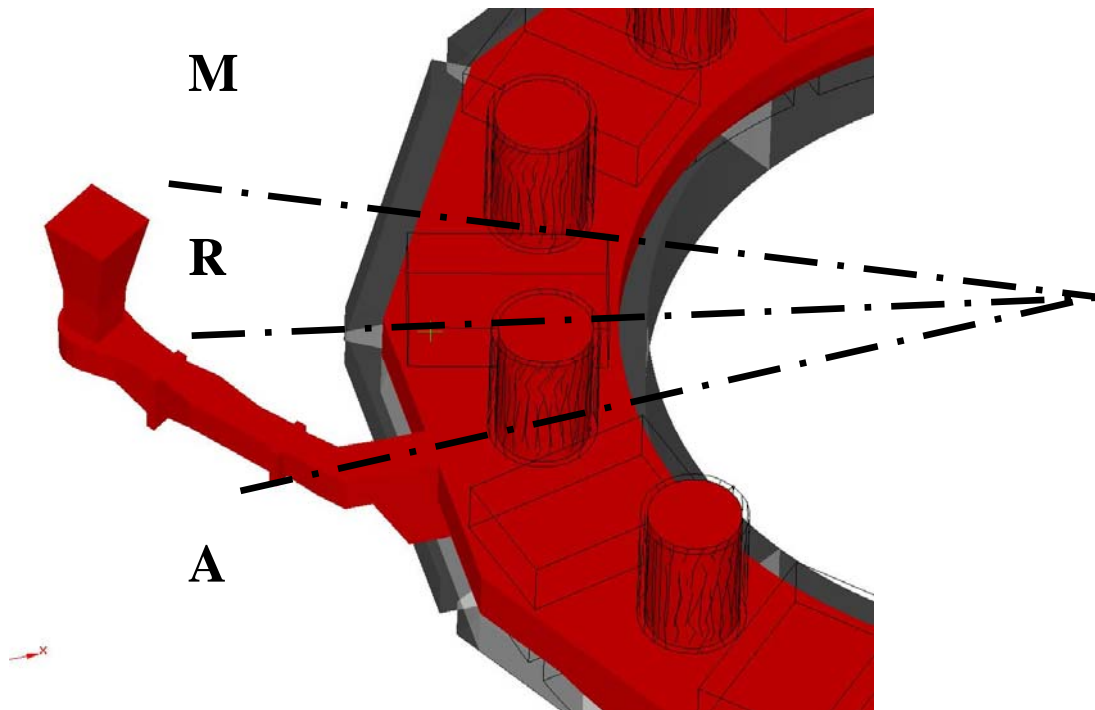


Fig. 5.8: Posizione delle 3 sezioni interessanti, a cui si sono assegnate le lettere A, R, M: in grigio è possibile notare anche i raffreddatori laterali.

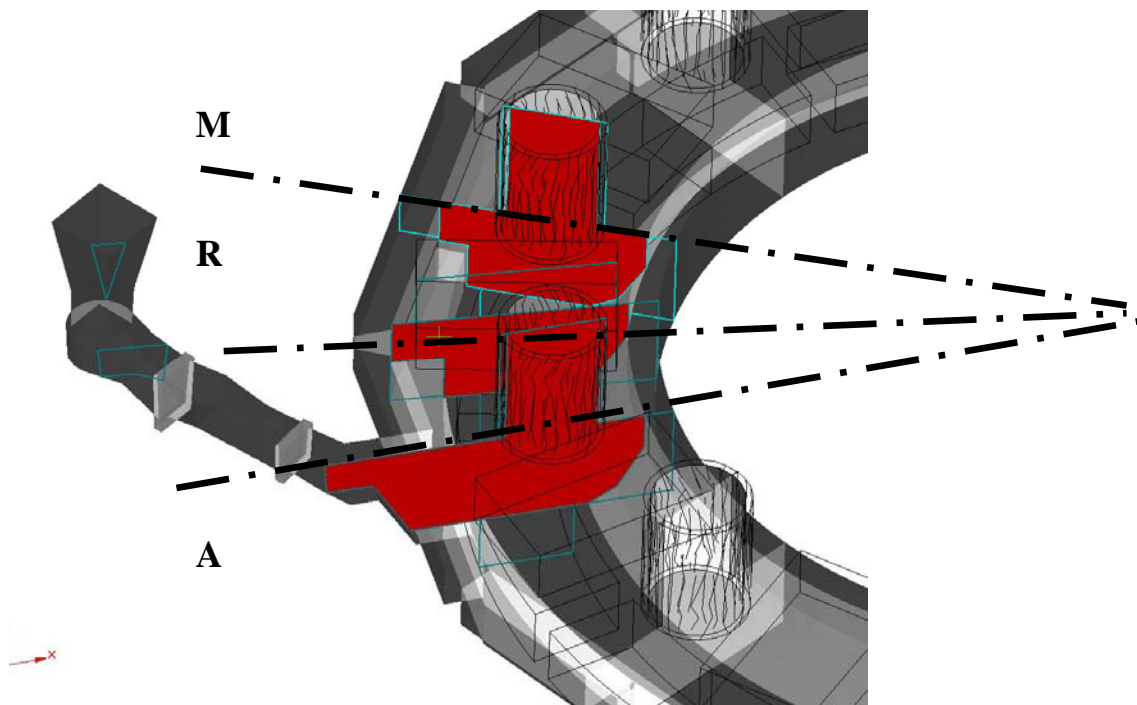
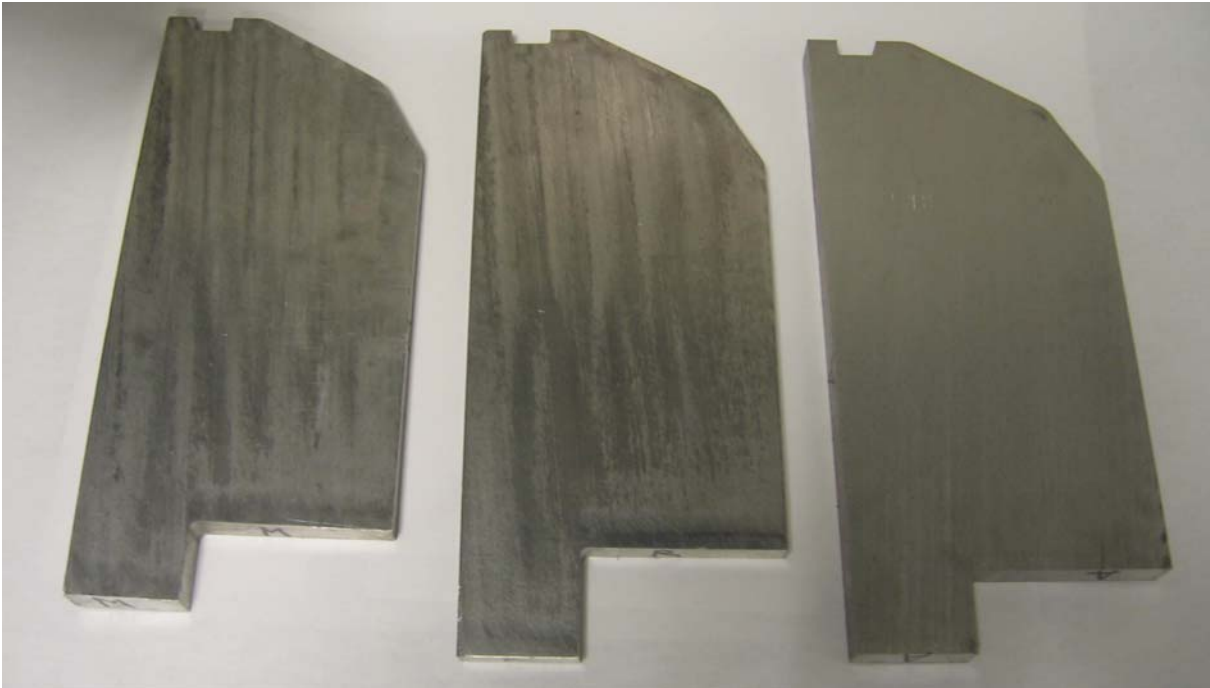


Fig. 5.9: Estrazione delle 3 sezioni interessanti, dove è possibile notare nella A e nella M il montante, nella A il prolungamento per l'attacco di colata.

Il getto viene successivamente lavorato per ottenere il grezzo, come mostrato precedentemente, mediante il taglio del “boccame” e le operazioni di “smerigliatura”. Di conseguenza le fette ottenibili in corrispondenza delle sezioni di interesse non presenteranno più né il montante né il prolungamento in corrispondenza dell’attacco di colata, ma avranno tutte una forma simile, come mostrato nella figura seguente;



M: sezione prelevata in corrispondenza solo del montante;

R: sezione intermedia tra la M e la A, ovvero con il raffreddatore nella sommità;

A: sezione prelevata in corrispondenza dell’attacco di colata con montante;



Fig. 5.10: foto inerente una sezione prelevata nella zona di interessante;

5.4 Scelta dei campioni da prelevare

Per la scelta della posizione dei campioni da prelevare all'interno di ciascuna sezione si è fatto riferimento alle informazioni sulla sda fornite dalla simulazione:

5.4.1 Introduzione

Si riportano immagini esplicative della simulazione di riempimento e di solidificazione: in rosso è rappresentata la lega liquida mentre in grigio i raffreddatori, le maniche isotermitiche ed i filtri;

Per motivi di simmetria geometrica e termica si è considerato solo uno spicchio corrispondente ad un quarto del getto intero;

Tutti i parametri e le condizioni al contorno sono state fornite dalla fonderia che ha eseguito la produzione;

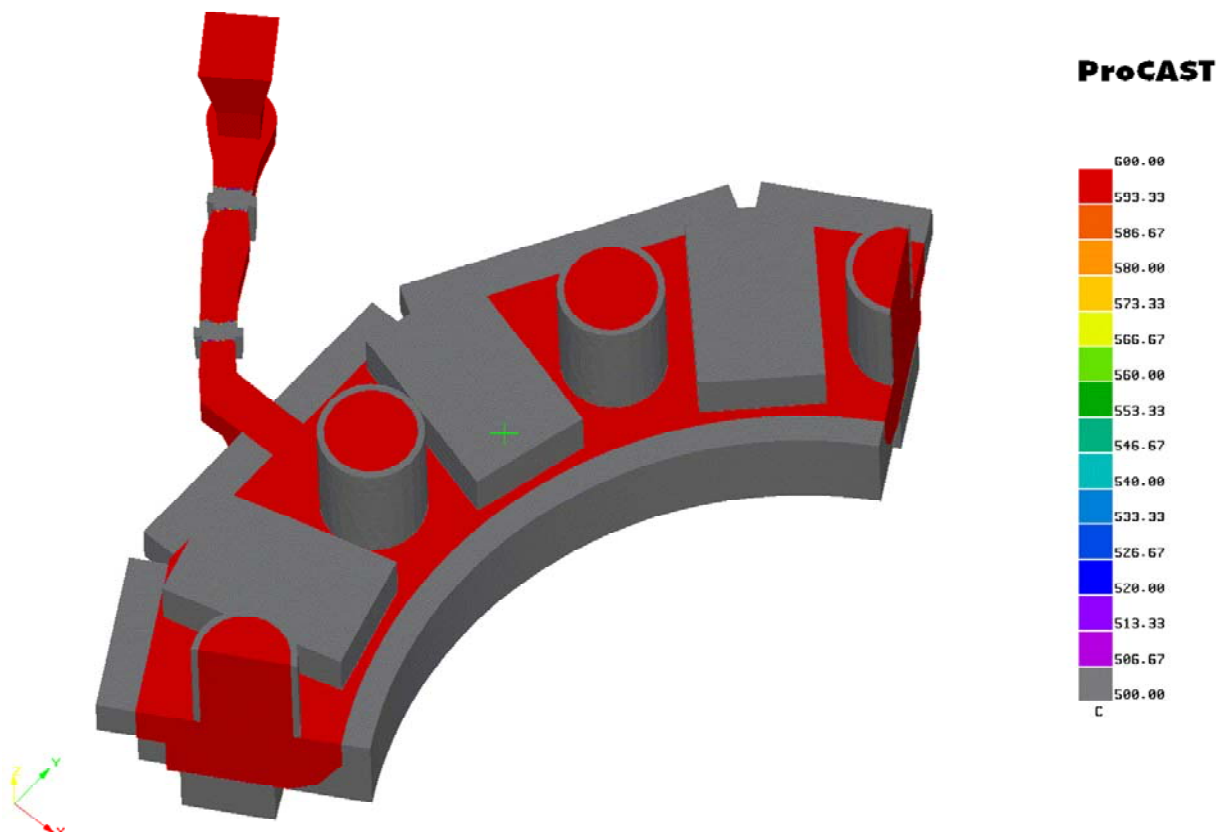


Figura 5.11: vista dall'alto dello spicchio corrispondente ad un quarto del getto intero, con maniche e raffreddatori;

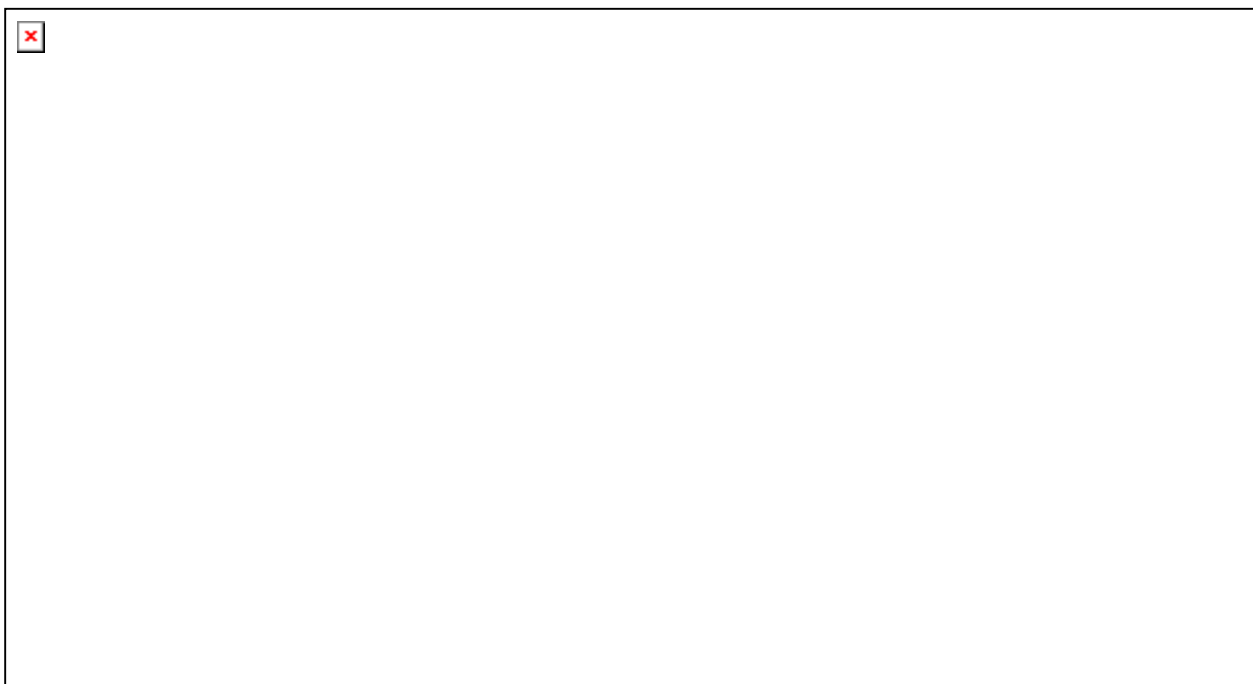


Figura 5.12: vista laterale dello spicchio corrispondente ad un quarto del getto intero, senza maniche e raffreddatori;

5.4.2 Le condizioni di processo simulate

I dati di processo sono i seguenti: Fusione in sabbia chimica, Inlet di 2 Kg/sec al fine di riprodurre il tempo di colata di 280 secondi circa, Temperatura della lega alla colata: 710 °C, Temperatura della motta: 20 °C;

5.4.3 Scelta dei campioni da prelevare

Per la scelta della posizione dei campioni da prelevare all'interno di ciascuna sezione si è fatto riferimento alle informazioni sulla sdas fornite dalla simulazione:

Si è scelto il numero di provini sufficiente per ricostruire una mappa completa della microstruttura all'interno del pezzo. Per ciascuna sezione, corrispondente ad una delle 3 serie (A,M,R), si sono individuati 8-10 provini caratteristici;

Nelle immagini delle simulazione riportate in seguito, si evidenzia con linee bianche tratteggiate la zona di materiale asportata dalla lavorazione meccanica, poiché le sezioni sono prelevate dal un getto già in parte semilavorato, al quale sono stati asportati tutti i montanti e gli attacchi di colata ;

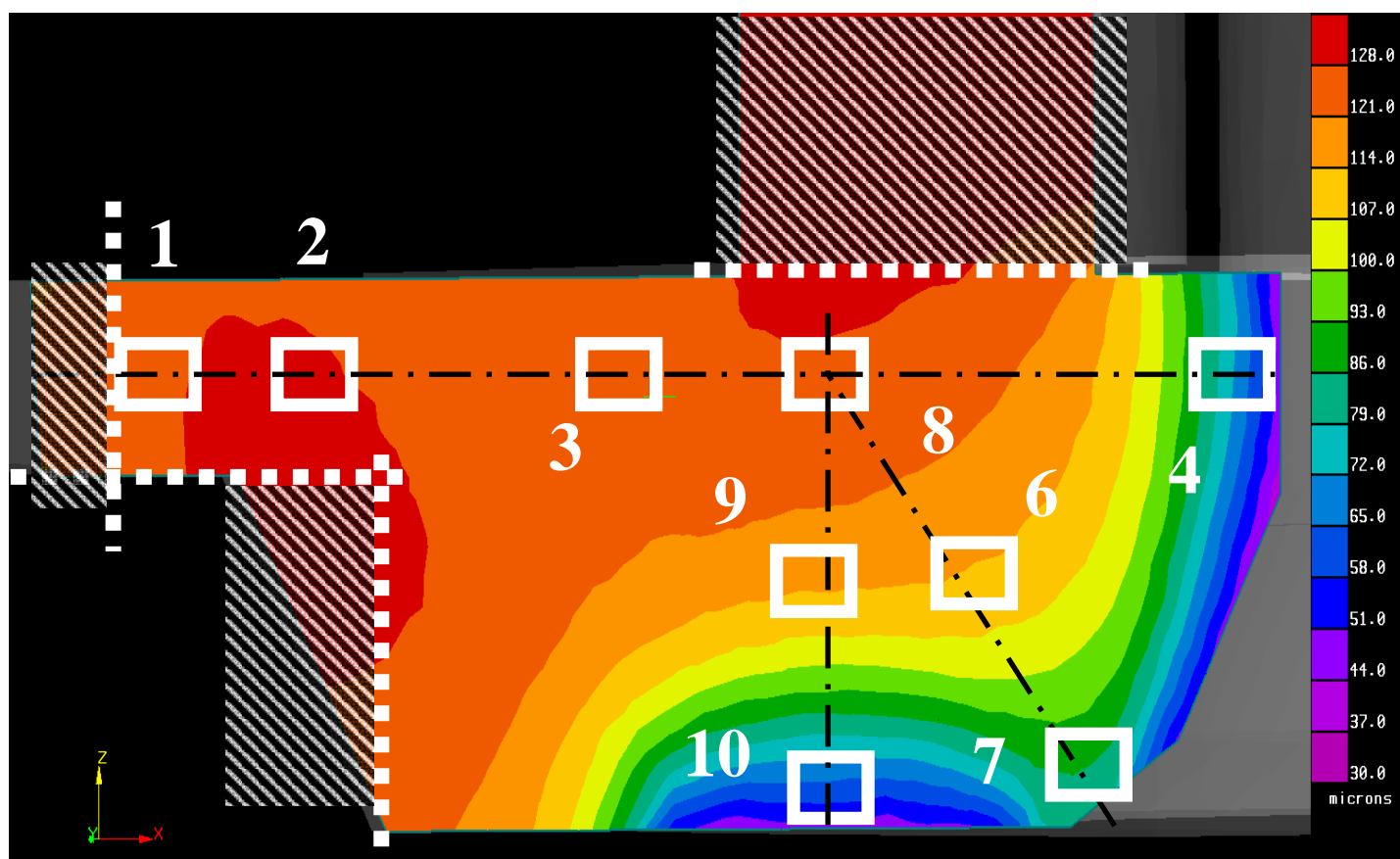


Fig. 5.13: Disposizione dei 10 campioni da prelevare nella sezione A con montante ed attacco di colata, su indicazione della simulazione dello sdas.

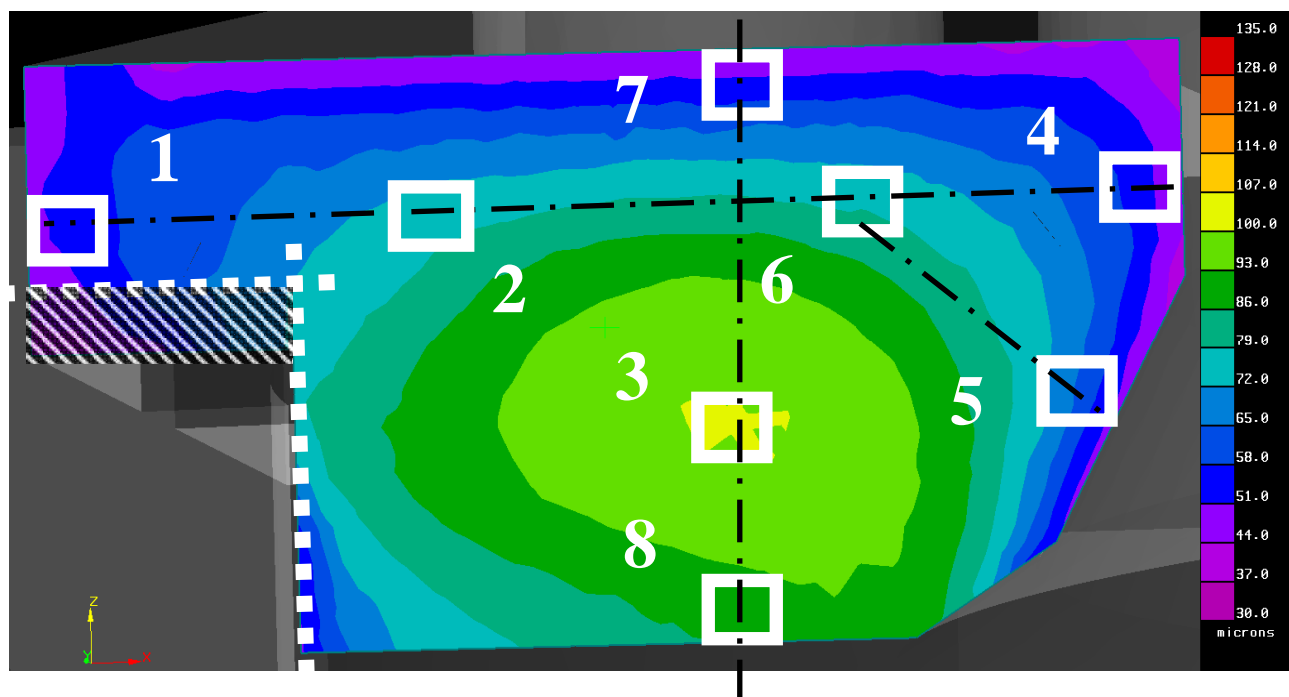


Fig. 5.14: Disposizione degli 8 campioni da prelevare nella sezione R senza montante, su indicazione della simulazione dello sdas

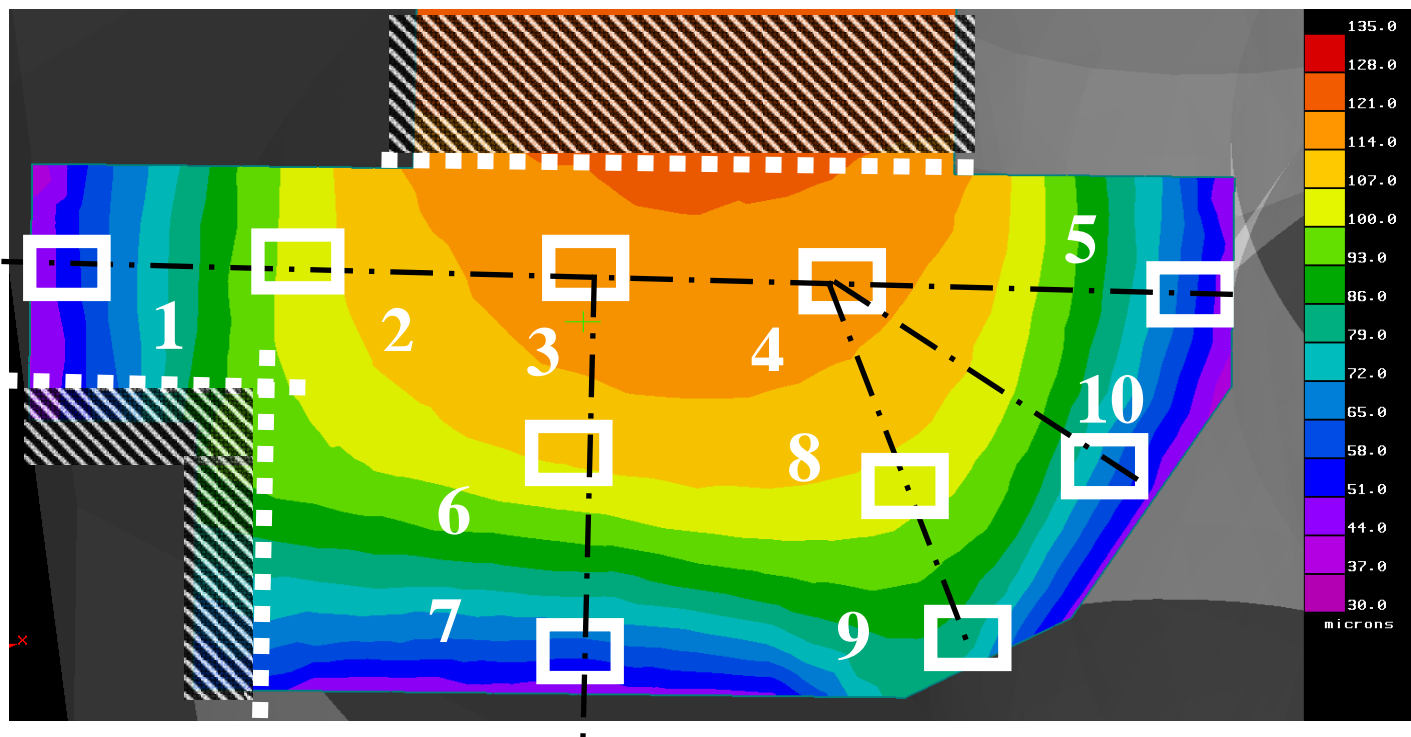


Fig. 5.15: disposizione dei 10 campioni da prelevare nella sezione M con montante, su indicazione della simulazione dello sdas

5.5 Prelievo dei campioni

Si evidenzia a seguire la procedura del taglio delle sezioni, indicato tramite linee tratteggiate, per ricavare tutti i provini interessanti scelti precedentemente;

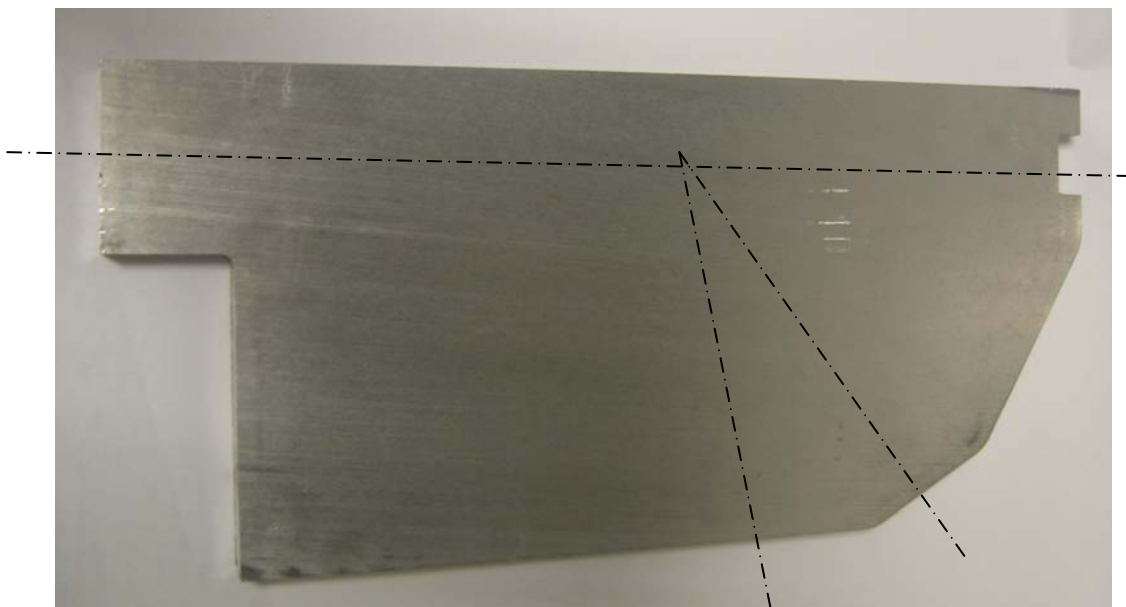


Fig. 5.16: Primo taglio

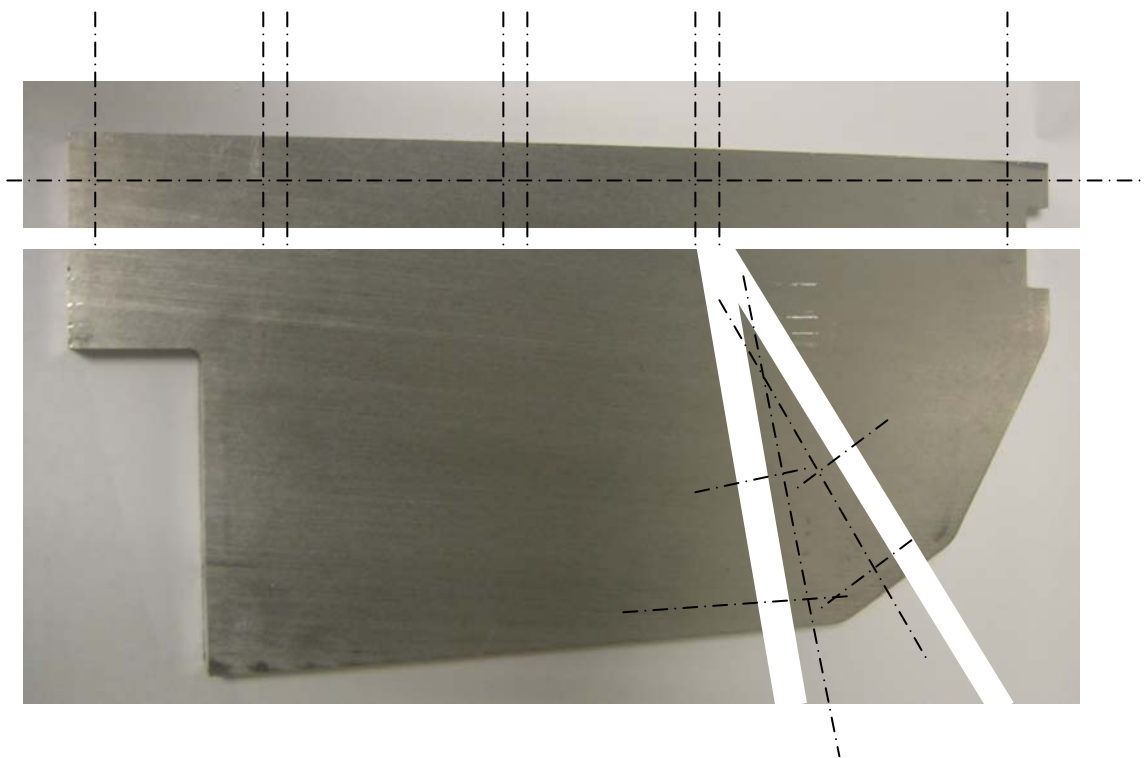


Fig. 5.17: tagli successivi

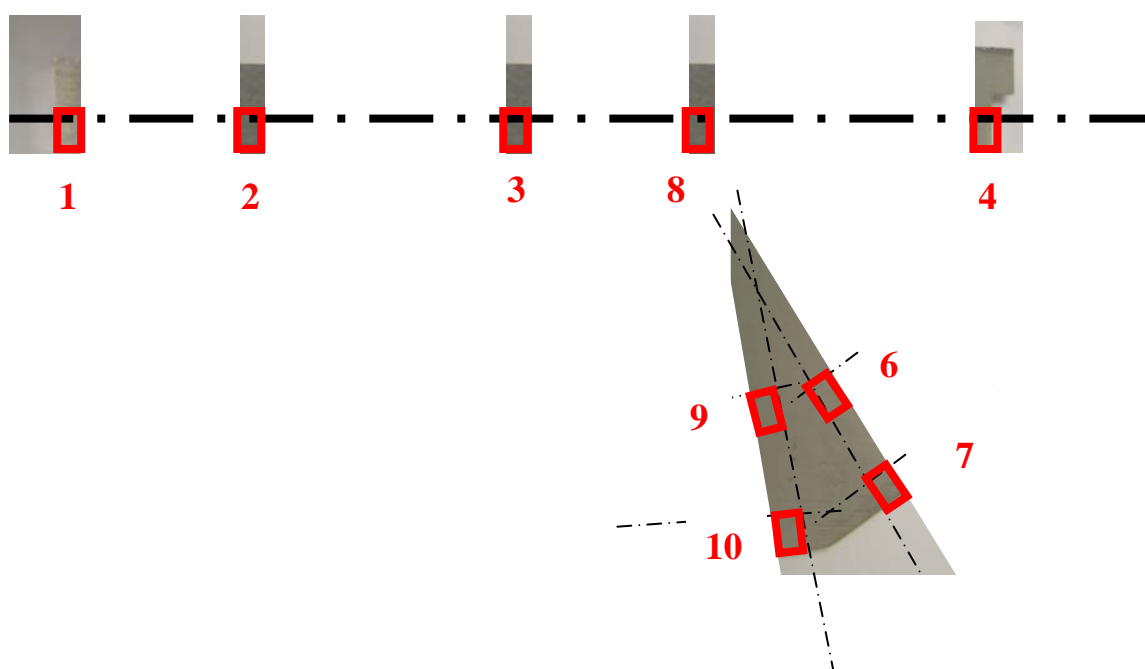


Fig. 5.18: tagli finali con l'ottenimento dei 10 provini

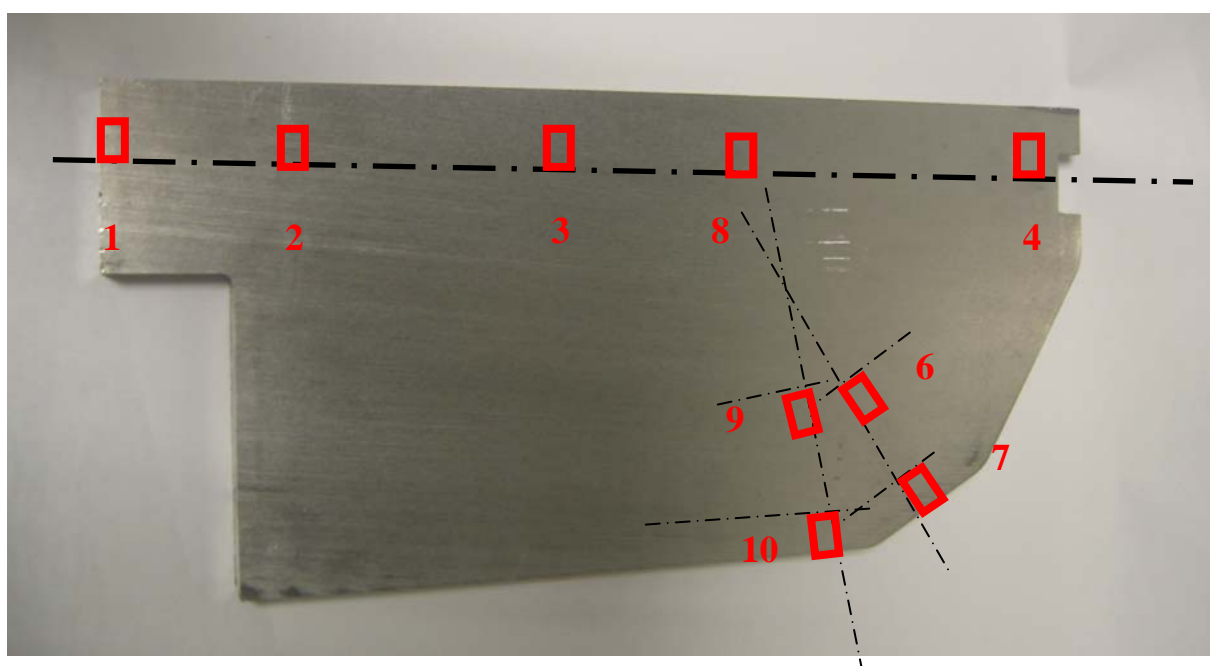


Fig. 5.19: panoramica del posizionamento dei 10 provini all'interno della sezione

Procedura analoga è stata eseguita per ottenere i provini delle altre due sezioni.

5.6 Analisi al microscopio

Su ciascun provino delle 3 sezioni, indicate con le lettere A,M e R, è stata eseguita un'analisi della microstruttura mediante microscopia ottica, per la determinazione dello SDAS (Secondary Dendrite Arm Spacing), per una misura quantitativa delle porosità, e per evidenziare le strutture di solidificazione, quest'ultime mediante luce polarizzata.

5.7 Fasi dell'analisi metallografica

L'analisi metallografica può essere schematizzata nelle seguenti fasi:

- *Prelievo del provino*: la sezione da osservare si ottiene mediante taglio a freddo, con una mola metallurgica, per non alterare le caratteristiche microstrutturali.
- *Inglobatura*: per facilitare le operazioni di lucidatura ed attacco di un provino, si ingloba la parte da osservare in resina fenolica termoindurente alla temperatura di 160 °C (figura 5.21).
- *Levigatura*: si esegue facendo passare il provino su una macchina che, grazie ad un disco rotante di carta abrasiva, elimina le rigature del materiale da osservare e rende la superficie di studio particolarmente lucida. Si sono usate carte di diversa granulometria, partendo da una 240, verso carte sempre più fini, 400, 800, 1000, 2000.
- *Lucidatura*: è la fase di lappatura coi panni, avente lo scopo di ottenere una superficie lucida (a specchio), mediante l'utilizzo di pasta diamantata da 6 µm e 1 µm. questa fase va condotta fino alla scomparsa di tutte le righe lasciate dall'ultimo passaggio di carte abrasive.
- *Lavaggio* in acqua e poi acetilene. Asciugatura in corrente di aria calda.
- *Attacco chimico*:

E' bene sottolineare che è opportuno evitare sfregamenti con la parte lucidata e di condurre l'elaborazione ottica nel più breve tempo possibile, per evitare l'ossidazione della parte lucidata che può avvenire in un paio di giorni.

- *Esame microscopico*: a questo punto si osserva il provino al microscopio metallografico, nel caso specifico si sono utilizzati ingrandimenti su due scale, 1mm, 500 μ m.
- *Acquisizione immagini*: digitalmente, con l' ausilio di una telecamera e per mezzo del programma di elaborazione immagini.

Dopo una serie di tentativi, si è riusciti ad ottimizzare la durata di ogni fase del processo di lucidatura, per ottenere un provino perfettamente lucido.

Tipo di carta	240	400	800	1000	2000	6 μ m	1 μ m
Velocità (rpm)	130	130	150	150	150	200	200
Tempo (min)	4	4	6	3	3	6	6

Per una buona lucidatura è bene, comunque, controllare spesso la superficie levigata, per poter eventualmente ripetere qualche passata, in caso di evidenti graffiature, in quanto il comportamento dei provini non è sempre identico, e le carte sono soggette ad un'usura elevata. Si riporta a titolo di esempio la serie di provini A, lucidata e inglobata (figura 5.21).



Provino A1, A2 Provino A3, A4 e A5 Provino A6, A7 e A8 Provino A9 e A10

Figura 5.21: Serie A di provini lucidata e inglobata.

Ovviamente sono disponibili tutti i 30 provini inglobati e analizzati, che non sono stati riportati, per non appesantire la trattazione.



Figura 5.22: Inglobatrice.



Figura 5.23: Lucidatrice.

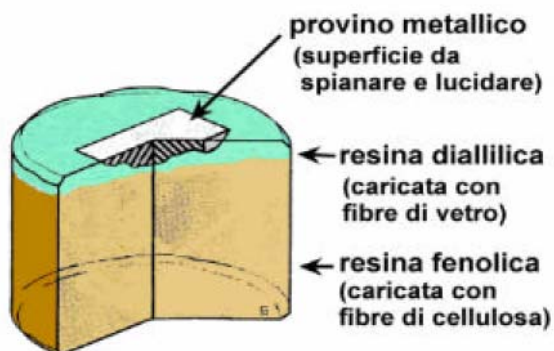


Figura 5.24: Provino inglobato.



Figura 5.25: Serie di provini inglobati.

5.8 Caratterizzazione microstrutturale

Le analisi microstrutturali effettuate hanno consentito di evidenziare i seguenti aspetti:

- presenza di porosità tondeggianti
- presenza di cavità da ritiro
- diversa concentrazione di eutettico
- determinazione dello SDAS.

La determinazione della spaziature dendritica secondaria (SDAS) si effettua misurando per ogni dendrite individuata la distanza fra due braccia dendritiche successive; si divide la lunghezza della parte misurata, chiamata *lunghezza* nelle figura seguenti, per il numero di dendriti che esse copre.



Figura 5.26: Esempio di misura.

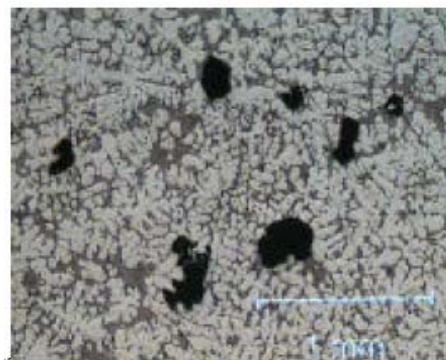


Figura 5.27: Esempio di difetti.

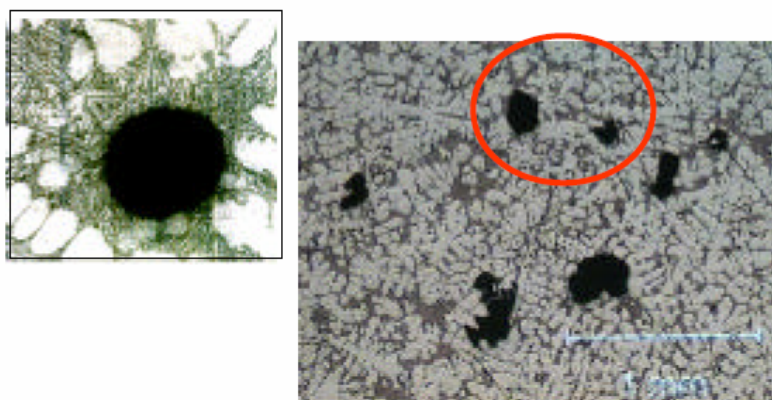


Figura 5.28: Esempio di porosità tondeggianti (da gas).

Per la misurazione delle porosità occorre ricavare da una immagine come quella di cui sopra una informazione quantitativa. Si potrebbe scegliere di ricavare l'area in millimetri delle porosità. Un'informazione dotata di un'unità di misura non rende però possibile un confronto diretto con altre grandezze non omogenee, quali quelle fornite tramite una simulazione. Si è scelto quindi di adimensionalizzare la grandezza rilevata rapportando l'area delle porosità all'area della sezione e tramite una semplice proporzione esprimere la porosità rilevata come percentuale dell'area del provino. La rilevazione delle aree è stata svolta utilizzando Image Pro Plus, un software di analisi dell'immagine. Il primo provvedimento da prendere per ottenere risultati sensati è quello di imporre al software un'unità di misura mediante il confronto con oggetti di dimensioni note presenti nell'immagine. Come mostrato nelle figure precedenti si è utilizzata la tacca di misura del microscopio per comunicare al software “quanto è grande un millimetro”. In seguito alla calibrazione dimensionale del software si sono misurate le porosità.

5.9 Risultati delle misure dello Sdas sui campioni

Per ogni micrografia, sono state effettuate almeno tre misure di SDAS (come specificato dalla normativa), anche se non in tutte le foto le dendriti erano facilmente riconoscibili, questo perché sono presenti diverse porosità, e diversa struttura dell'eutettico. Di seguito sono riportate le fotografie relative ad alcune delle misure effettuate: visto la mole di immagini analizzate e l'elevato numero di misure registrate se ne riportano solo alcune, per evidenziare la metodologia utilizzata. Le fotografie sono state effettuate con un ingrandimento con scala 1 mm, mentre quelle con scala 500 μm sono risultate poco adatte vista la notevole dimensione del grano nel caso specifico.

5.9.1 Immagini sdas

Sezione A: prelevata in corrispondenza dell'attacco di colata con montante Provino A1

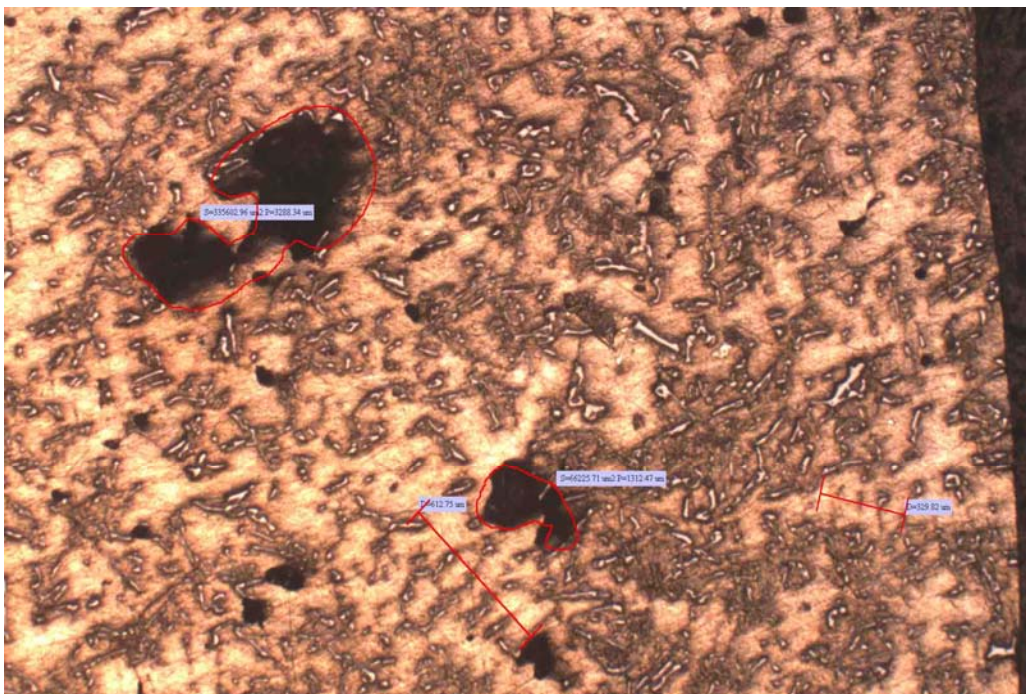


Figura 5.29: Esempio di misura di SDAS, foto A1 (prima fotografia del provino A1).

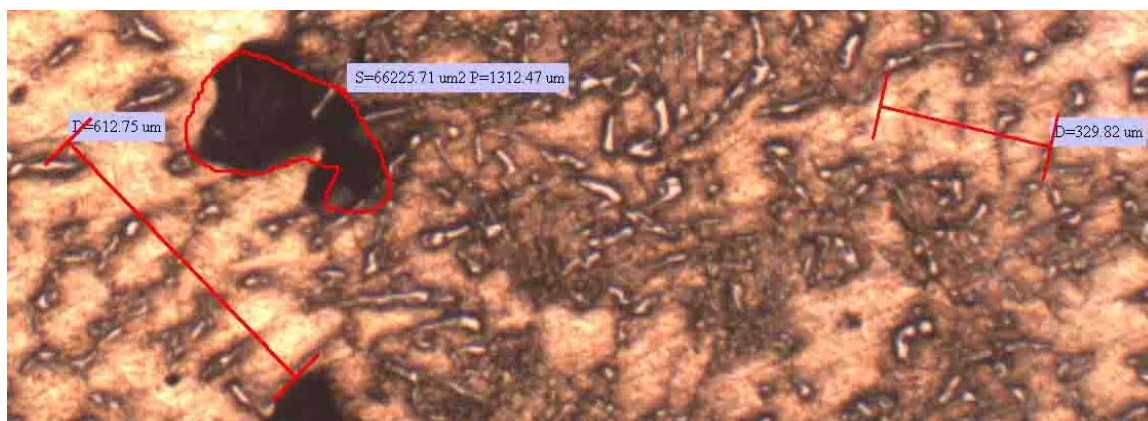


Figura 5.30: Zoom foto A1 (prima fotografia del provino A1).

Misurazioni Provino A1

L=613 μm , rami=5, SDAS=122 μm

L=330 μm , rami=3, SDAS=110 μm

L=405 μm , rami=3, SDAS=135 μm

SDASmedio=122 μm

Provino A2

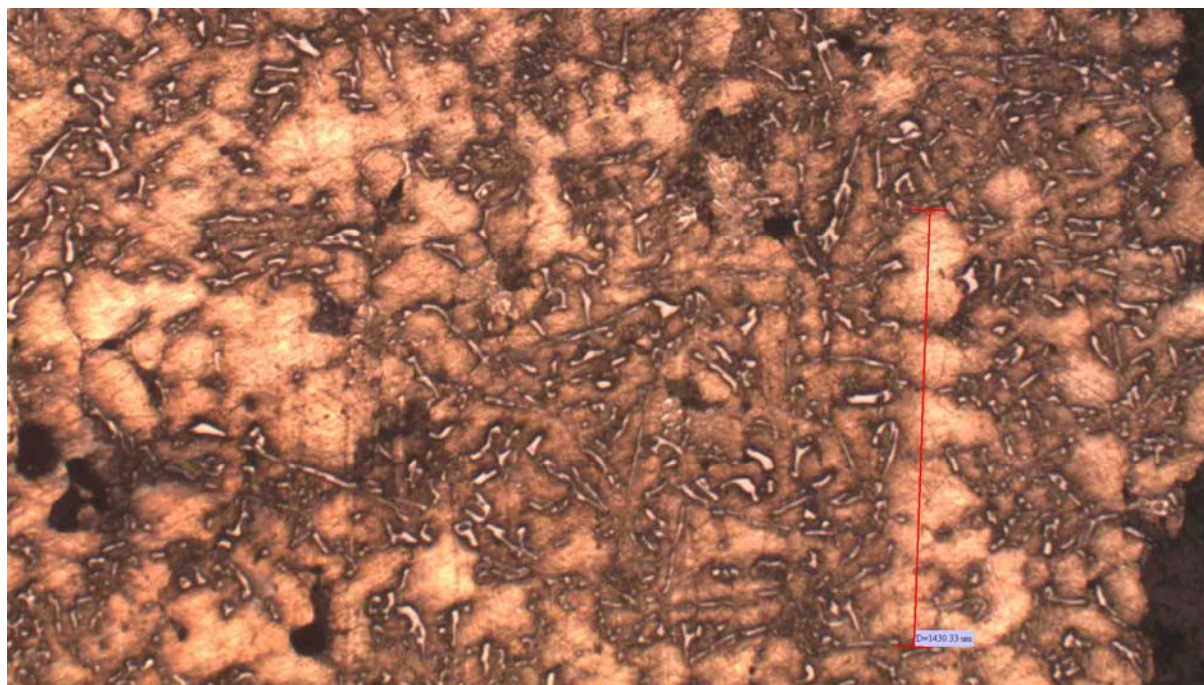


Figura 5.31: Esempio di misura di SDAS, foto A2 (prima fotografia del provino A2).

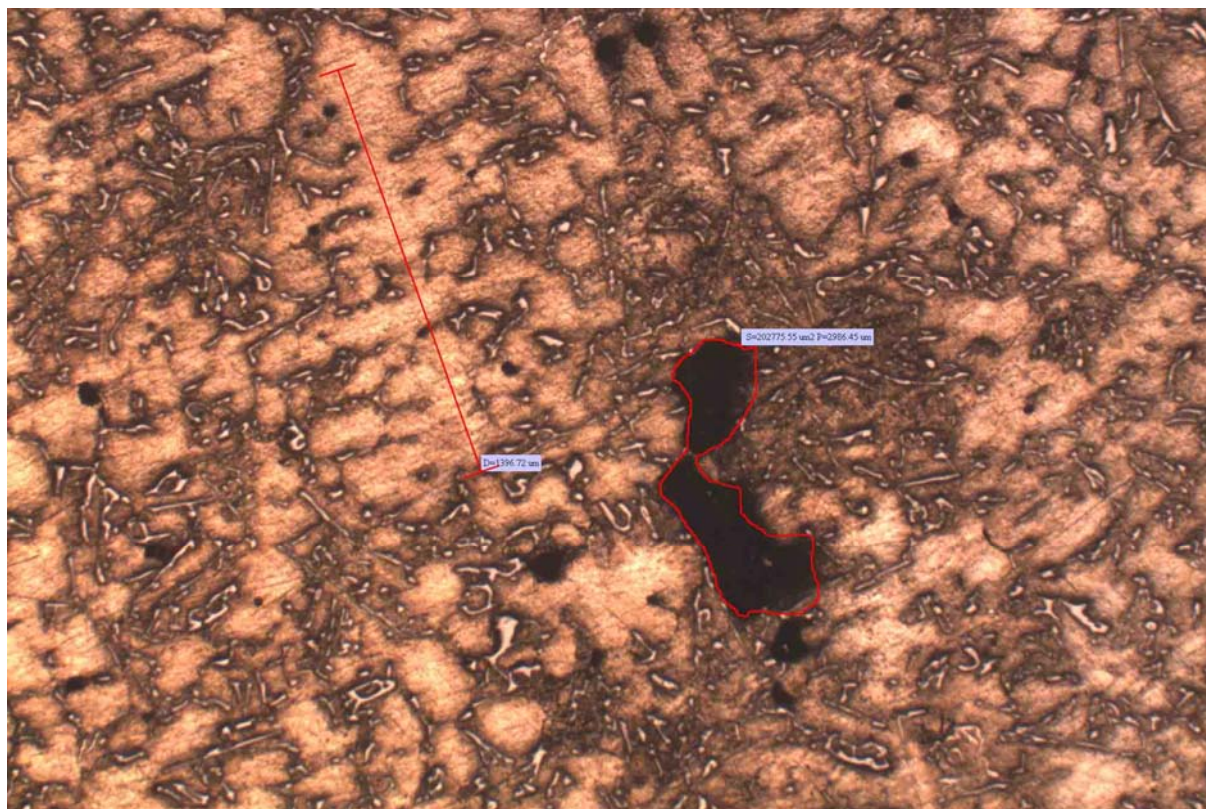


Figura 5.32: Esempio di misura di SDAS, foto A2 (seconda fotografia del provino A2).

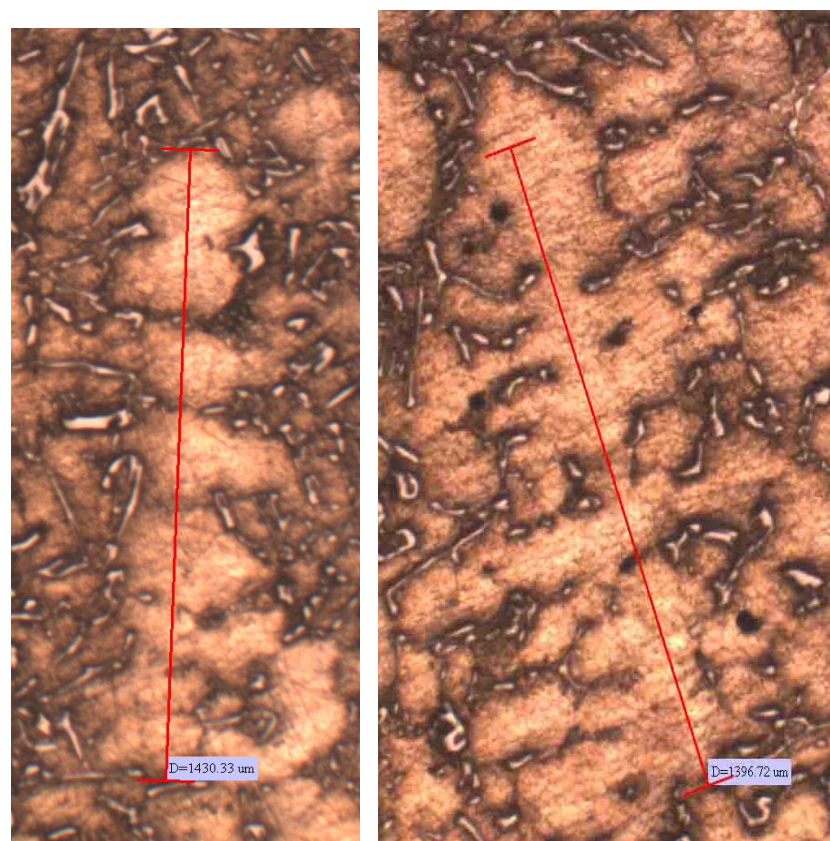


Figura 5.33: Esempio di misura di SDAS, ingrandimento delle misure relative alle foto A2 (prima e seconda fotografia del provino A2).

Misurazioni Provino A2

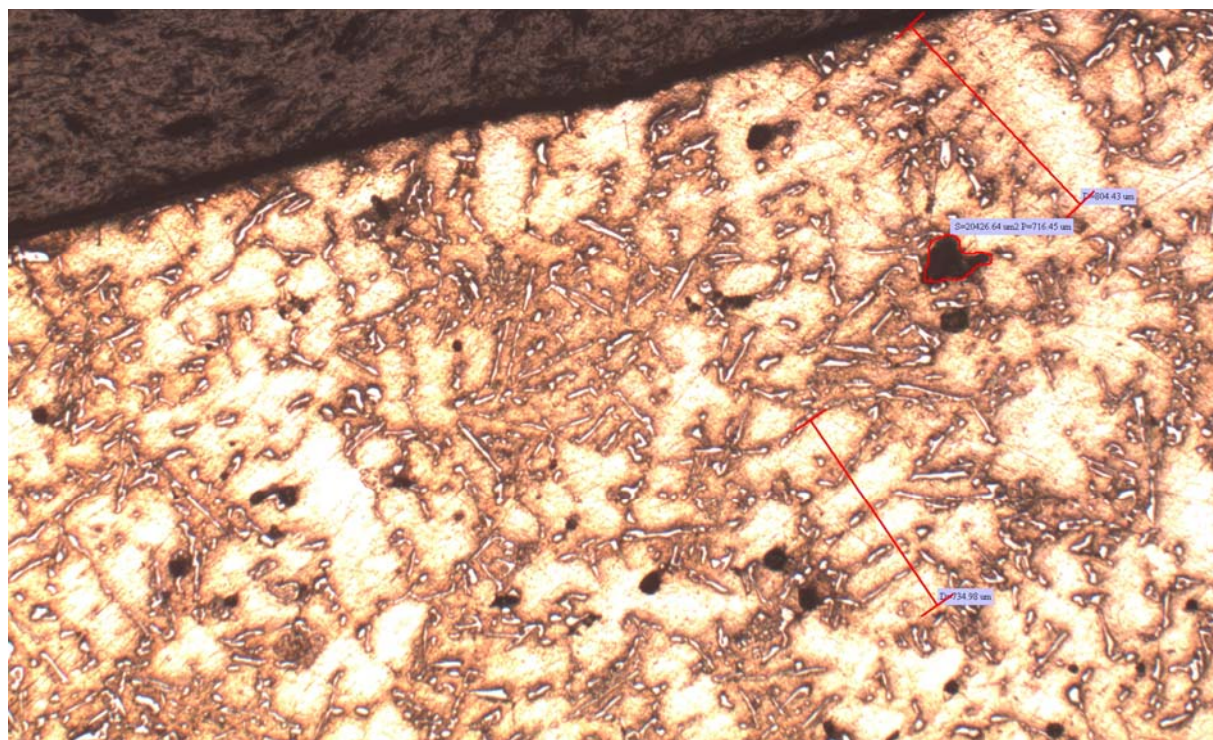
L=1430 μm , rami=9, SDAS=159 μm

L=1397 μm , rami=12, SDAS=116 μm

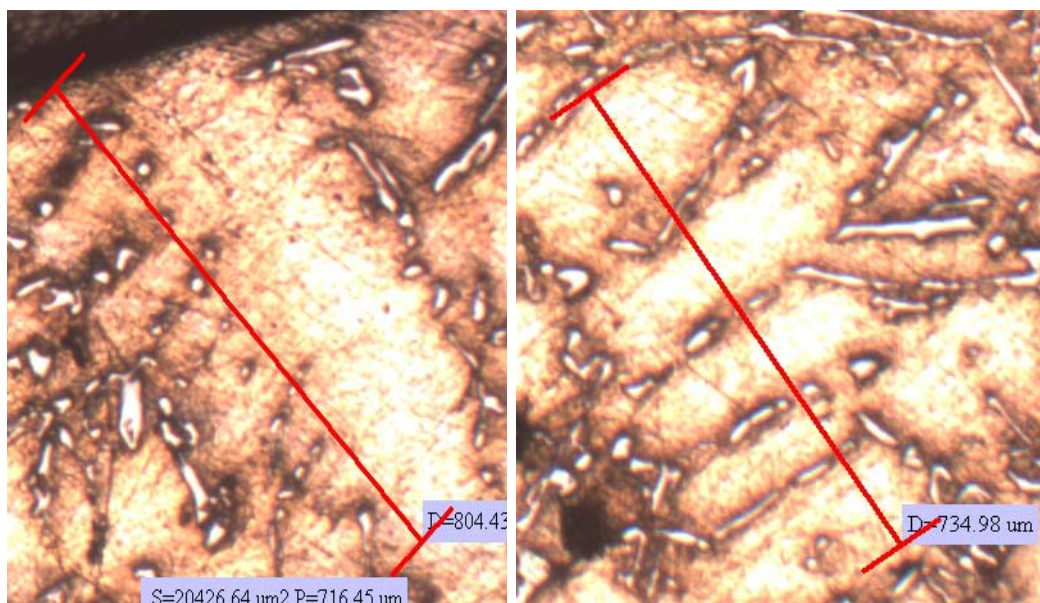
L=1411 μm , rami=10, SDAS=141 μm

SDASmedio=139 μm

Provino A3



A3



Misurazioni Provino A3

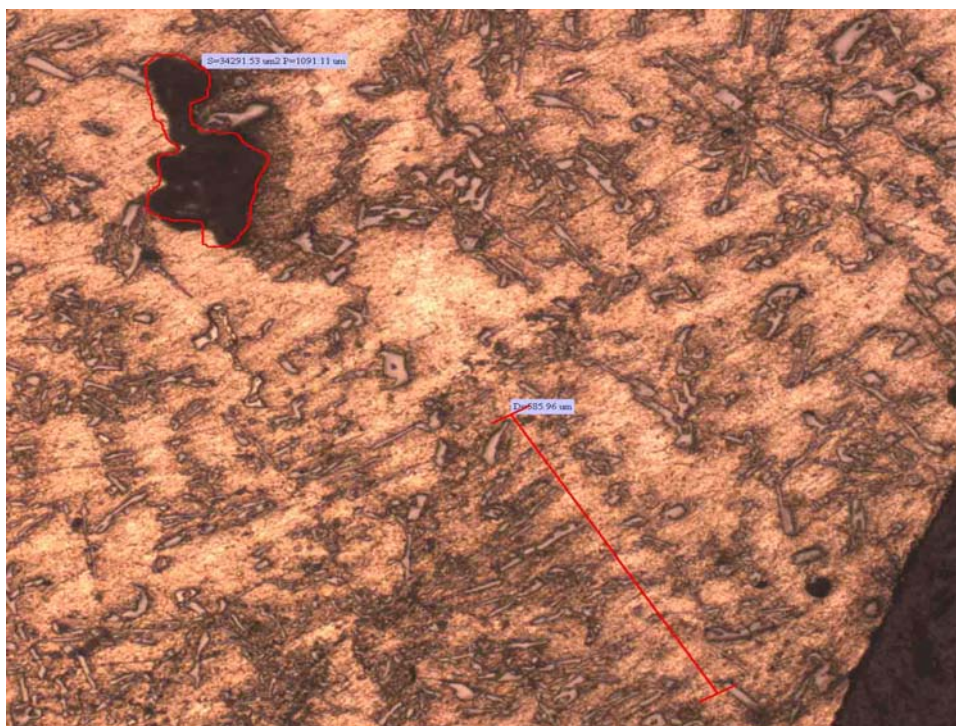
L=735 μm , rami=5, SDAS=147 μm

L=804 μm , rami=9, SDAS=89 μm

L=721 μm , rami=7, SDAS=111 μm

SDASmedio=118 μm

Provino A10



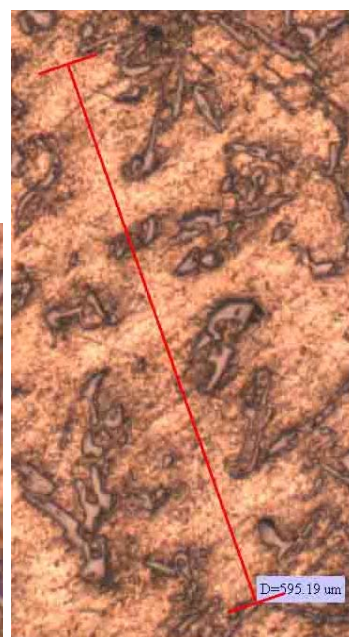
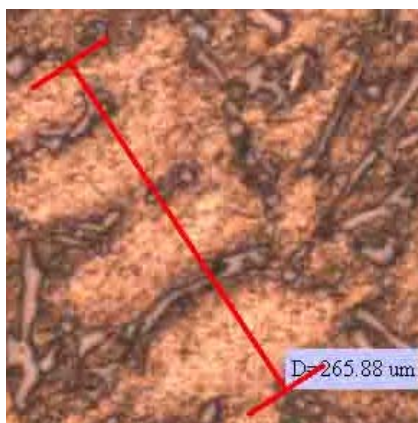
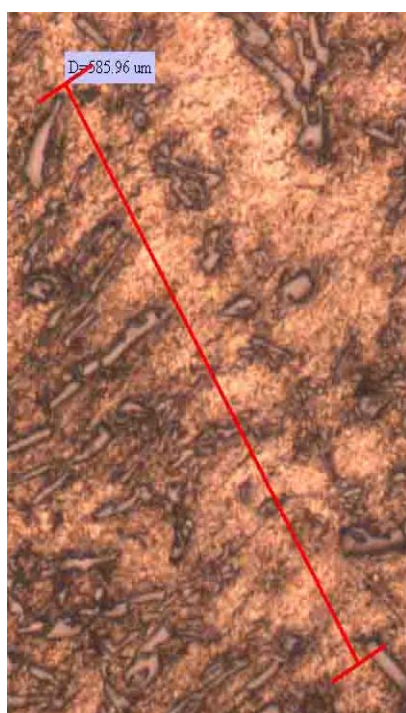
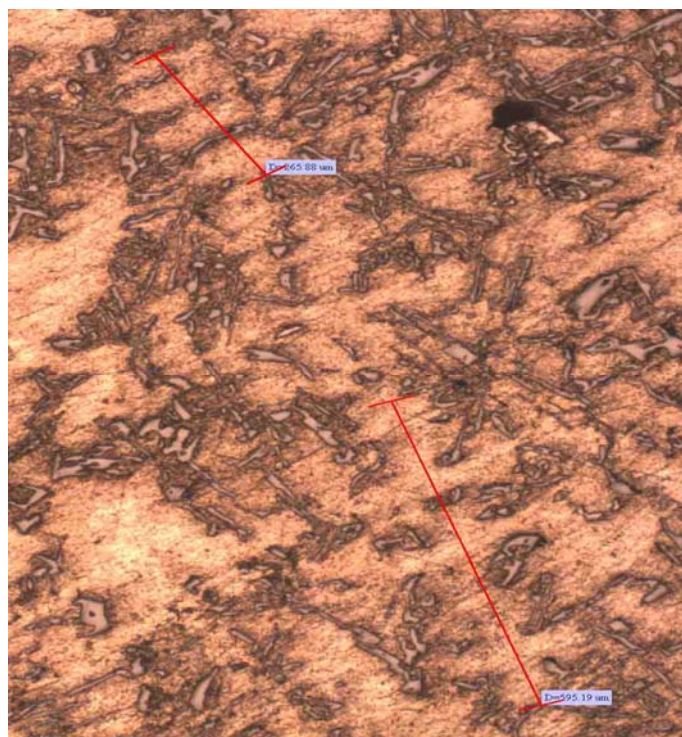


Figura 5.34: Zoom foto A10 (prima e seconda fotografia del provino A10).

Misurazioni Provino A10

L=586 μm , rami=11, SDAS=53 μm

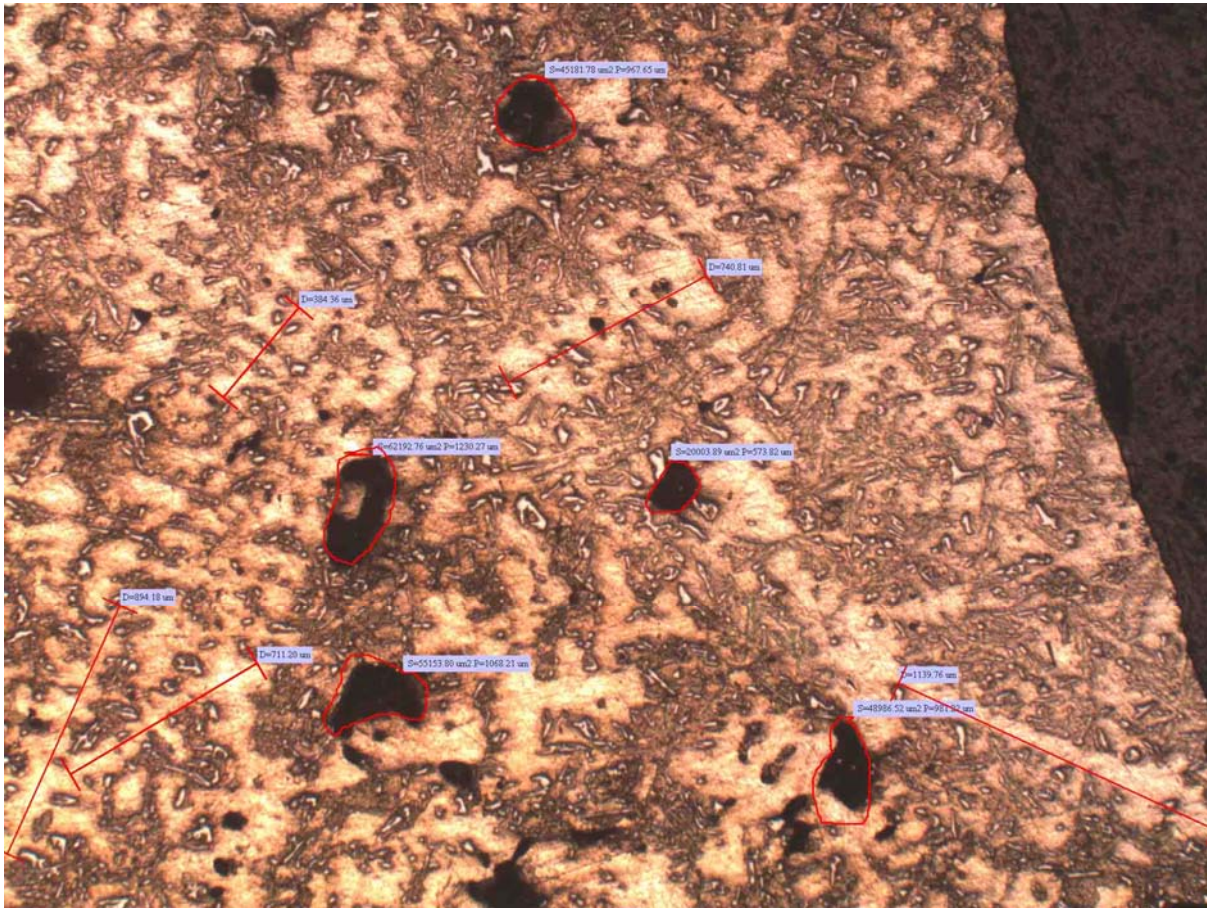
L=595 μm , rami=10, SDAS=59 μm

L=266 μm , rami=6, SDAS=44.3 μm

SDASmedio=53.1 μm

Sezione R: prelevata in corrispondenza solo dei raffreddatori

Provino R2



Misurazioni Provino R2

L=384 μm, rami=5, SDAS=77 μm

L=894 μm, rami=9, SDAS=99 μm

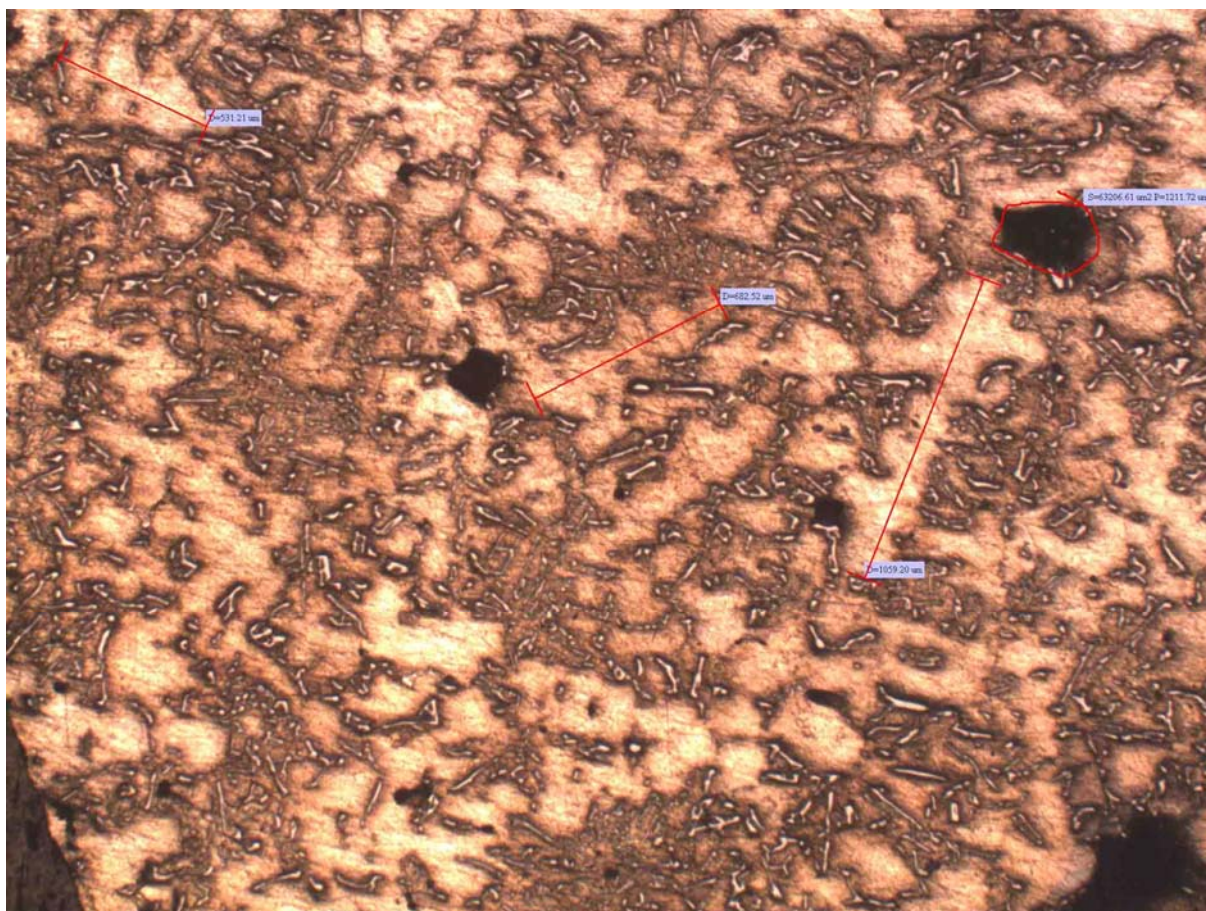
L=711 μm, rami=10, SDAS=71 μm

L=1140 μm, rami=14, SDAS=81 μm

L=741 μm, rami=7, SDAS=107 μm

SDASmedio=87 μm

Provino R3



Misurazioni Provino R3

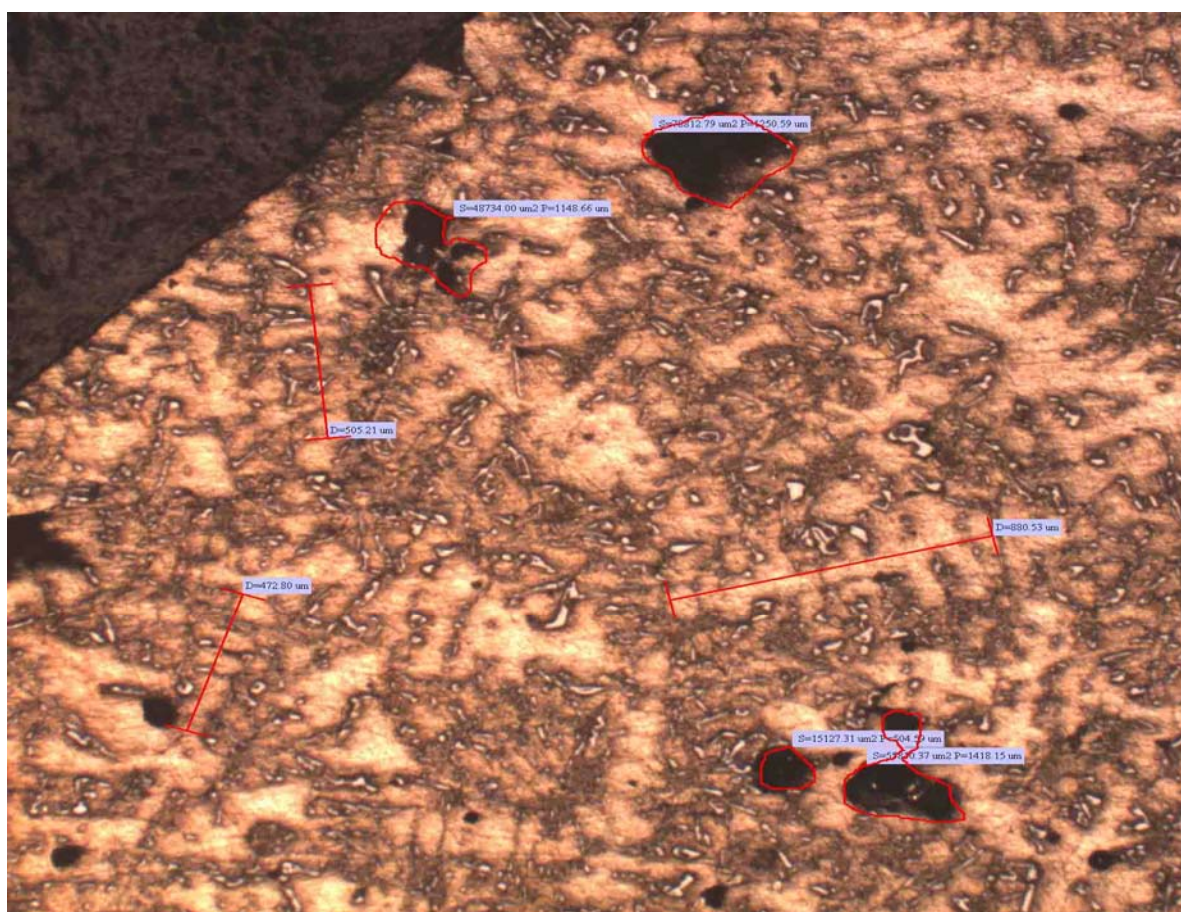
L=531 μm , rami=4, SDAS=132 μm

L=682 μm , rami=6, SDAS=111 μm

L=1059 μm , rami=10, SDAS=106 μm

SDASmedio=118 μm

Provino R5



Misurazioni Provino R5

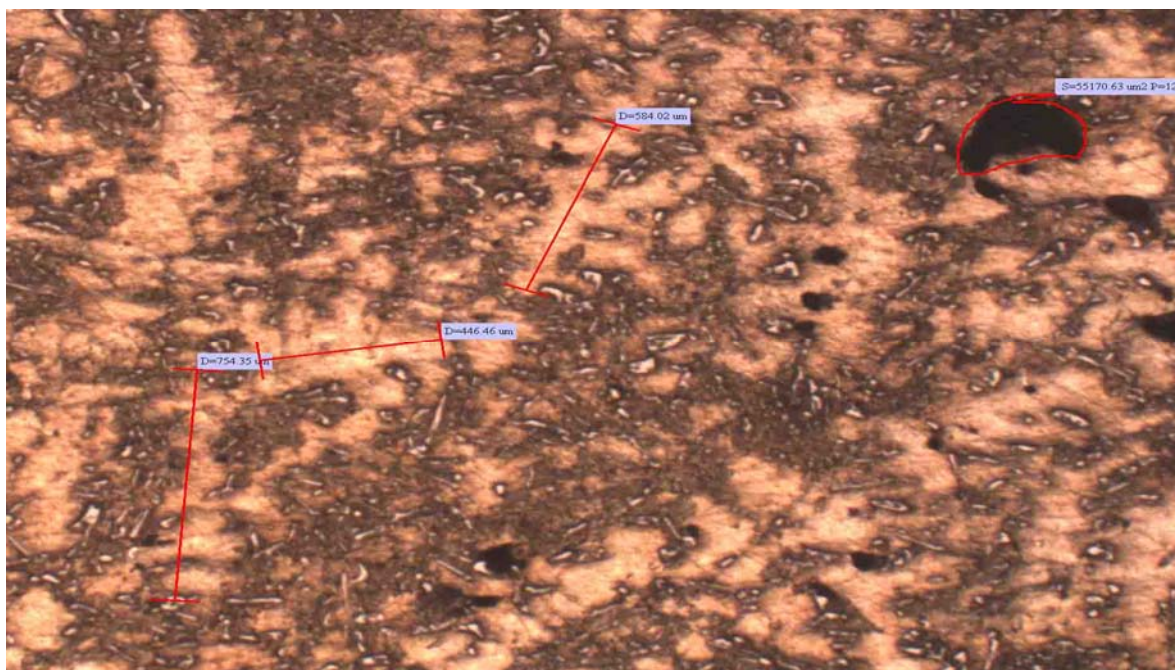
L=505 µm, rami=6, SDAS=84.2 µm

L=473 µm, rami=7, SDAS=68 µm

L=808 µm, rami=11, SDAS=73.4 µm

SDASmedio=75 µm

Provino R6



Misurazioni Provino R6

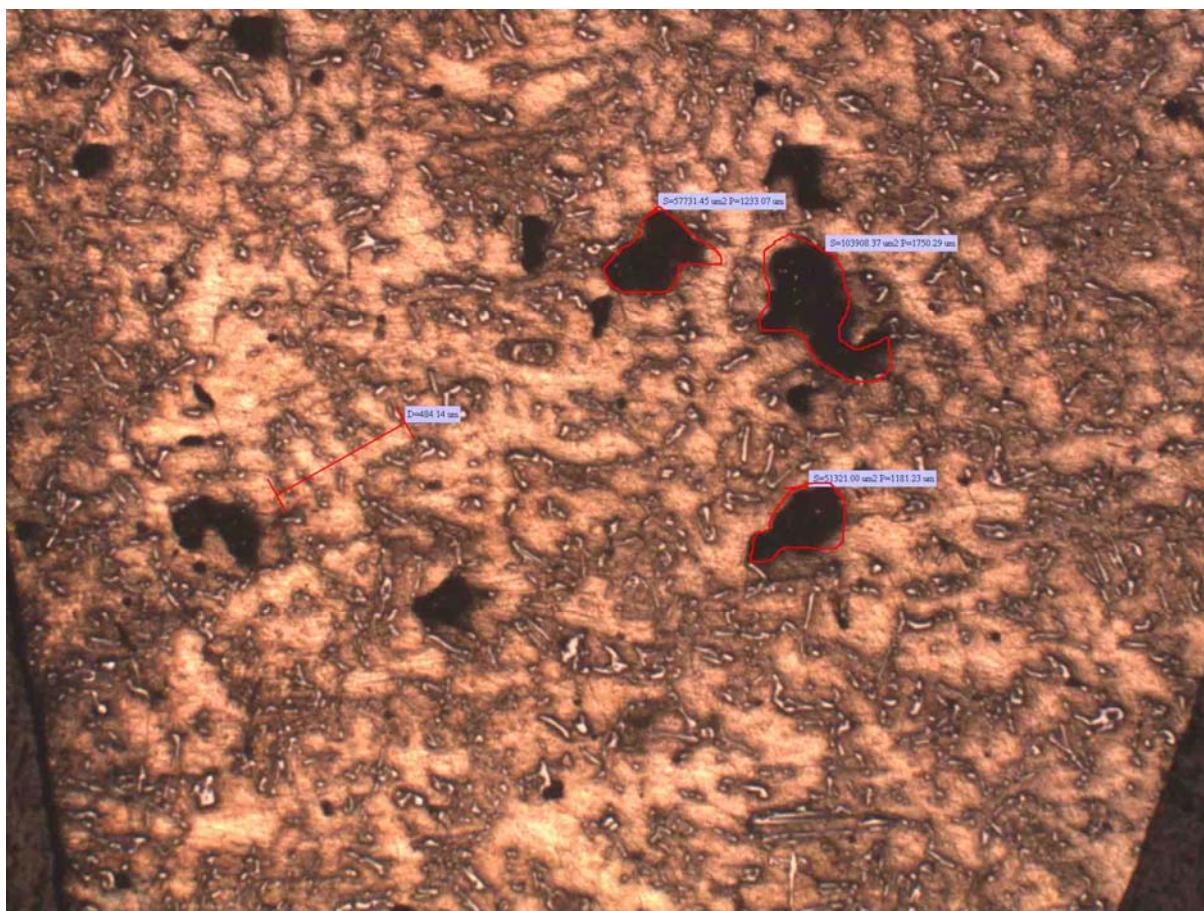
L=754 μm , rami=9, SDAS=84 μm

L=447 μm , rami=6, SDAS=74.5 μm

L=584 μm , rami=7, SDAS=83 μm

SDASmedio=80.5 μm

Provino R8



Misurazioni Provino R8

L=484 µm, rami=6, SDAS=81 µm

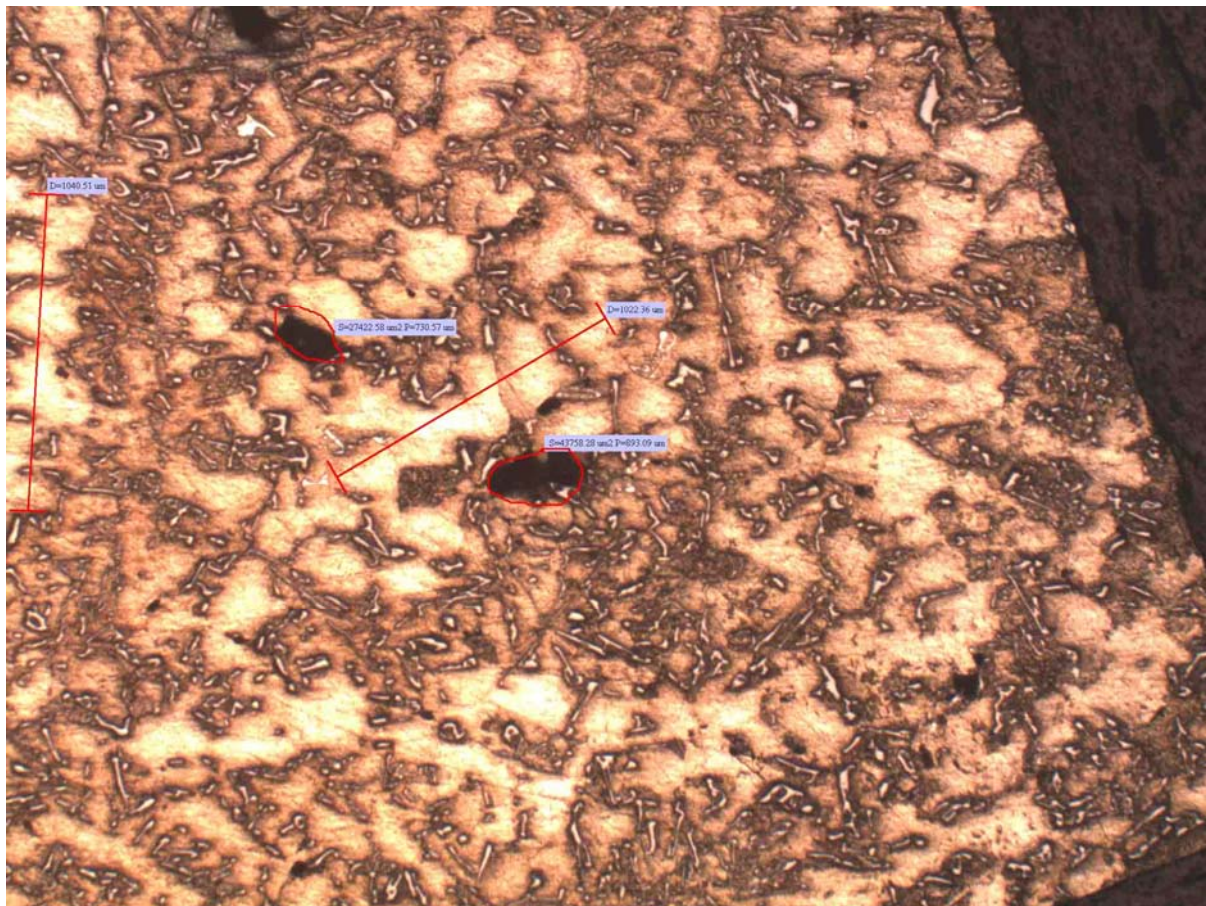
L=481 µm, rami=5, SDAS=96,5 µm

L=505 µm, rami=5, SDAS=101 µm

SDASmedio=93 µm

Sezione M: prelevata in corrispondenza del montante

Provino M2



Misurazioni Provino M2

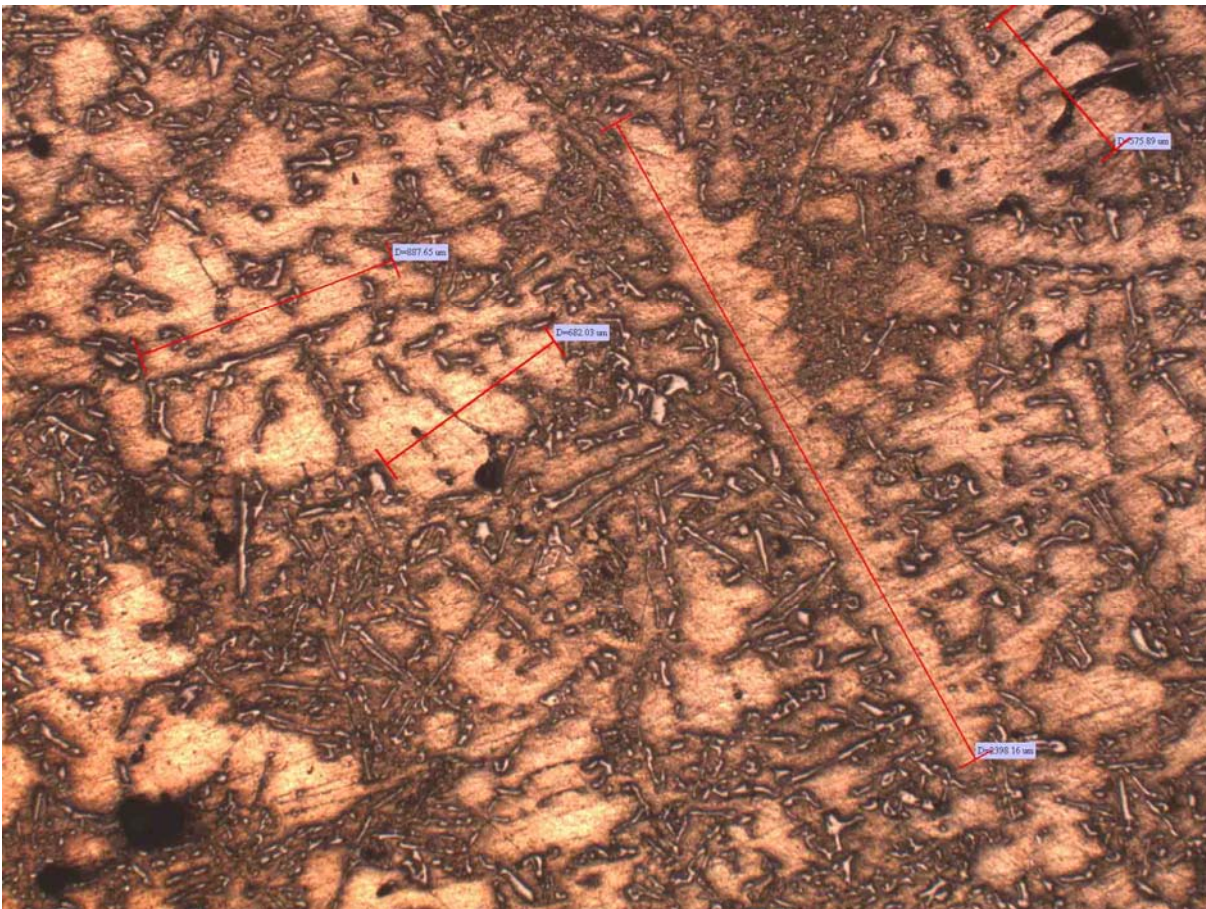
L=1040 μm , rami=10, SDAS=95 μm

L=1022 μm , rami=9, SDAS=101 μm

L=720 μm , rami=7, SDAS=107 μm

SDASmedio=105 μm

Provino M3



Misurazioni Provino M3

L=576 μm , rami=5, SDAS=124 μm

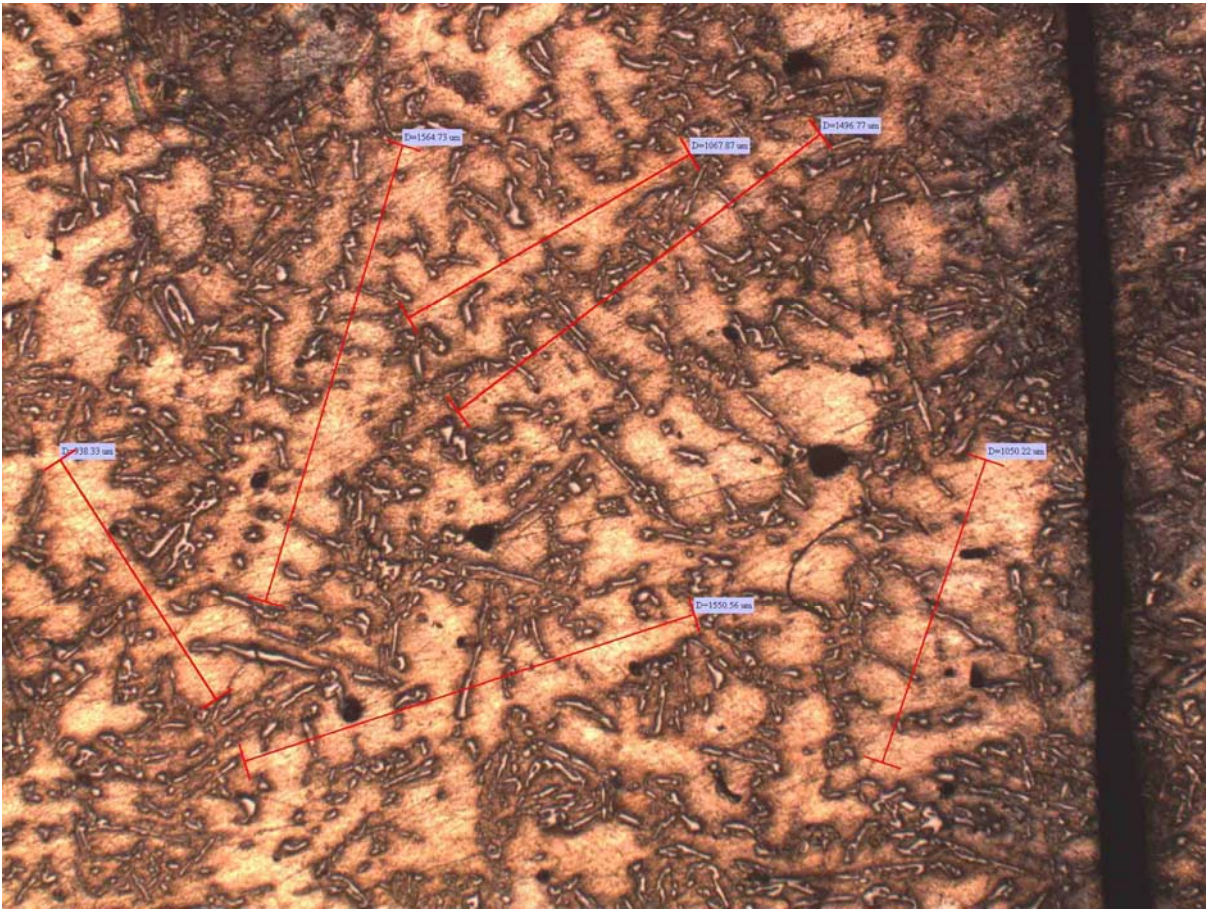
L=887 μm , rami=6, SDAS=152 μm

L=682 μm , rami=6, SDAS=111 μm

L=2398 μm , rami=22, SDAS=101 μm

SDASmedio=120 μm

Provino M4



Misurazioni Provino M4

L=1497 µm, rami=12, SDAS=124 µm

L=1566 µm, rami=15, SDAS=105 µm

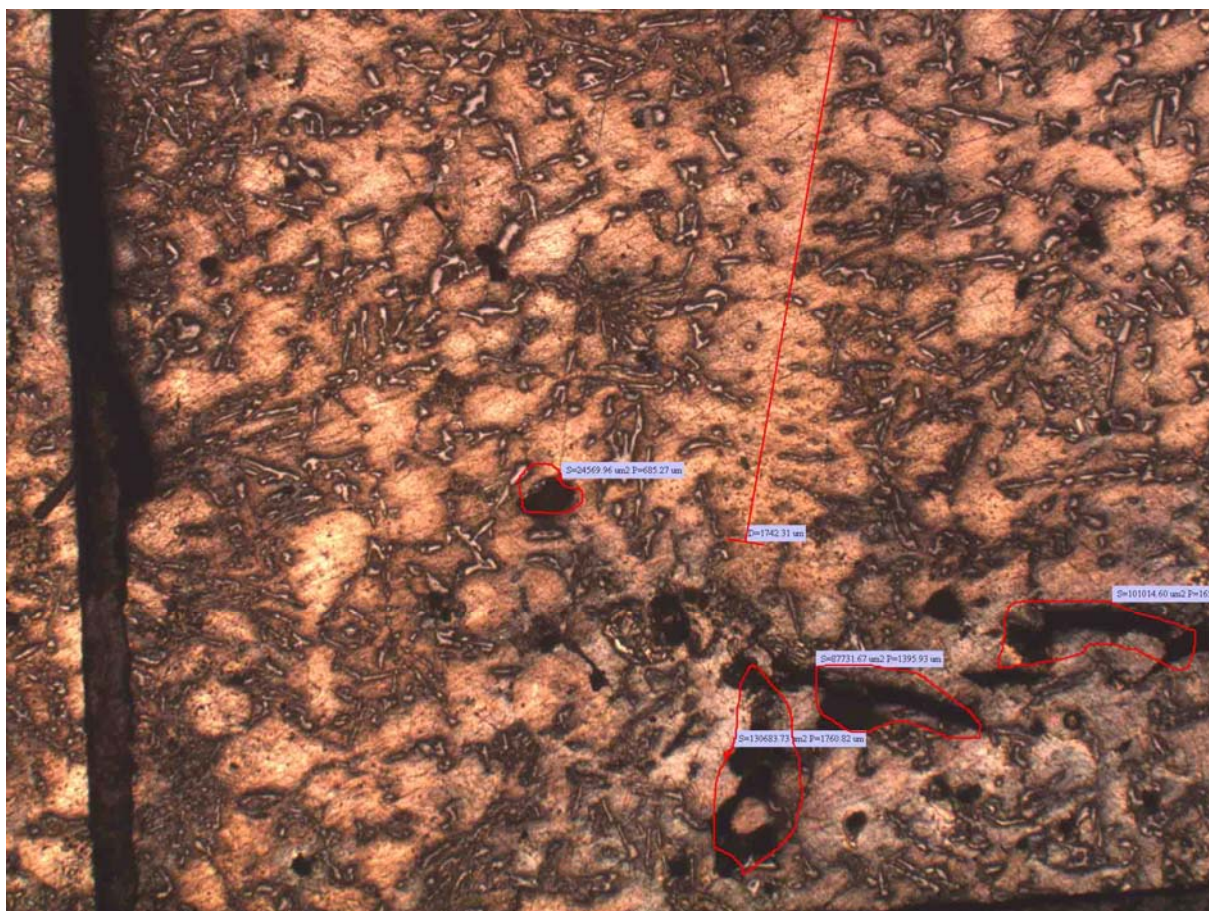
L=1608 µm, rami=12, SDAS=129 µm

L=1551 µm, rami=12, SDAS=127 µm

L=938 µm, rami=8, SDAS=119 µm

SDASmedio=116 µm

Provino M6



Misurazioni Provino M6

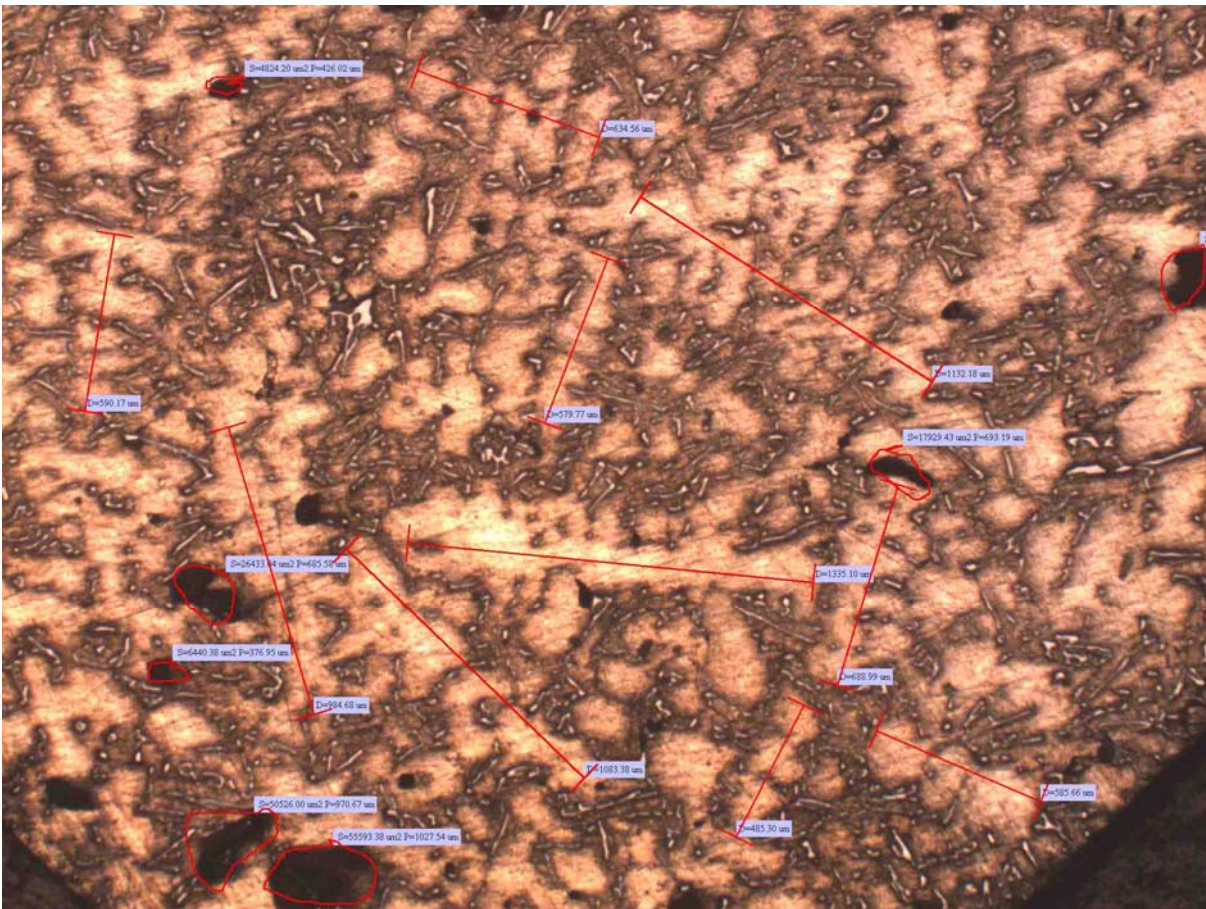
L=1742 μm , rami=19, SDAS=91 μm

L=556 μm , rami=6, SDAS=101 μm

L=584 μm , rami=6, SDAS=102 μm

SDASmedio=99 μm

Provino M8



Misurazioni Provino M8

$L=590 \text{ } \mu\text{m}$, rami=7, SDAS=81 μm

$L=485 \text{ } \mu\text{m}$, rami=5, SDAS=101 μm

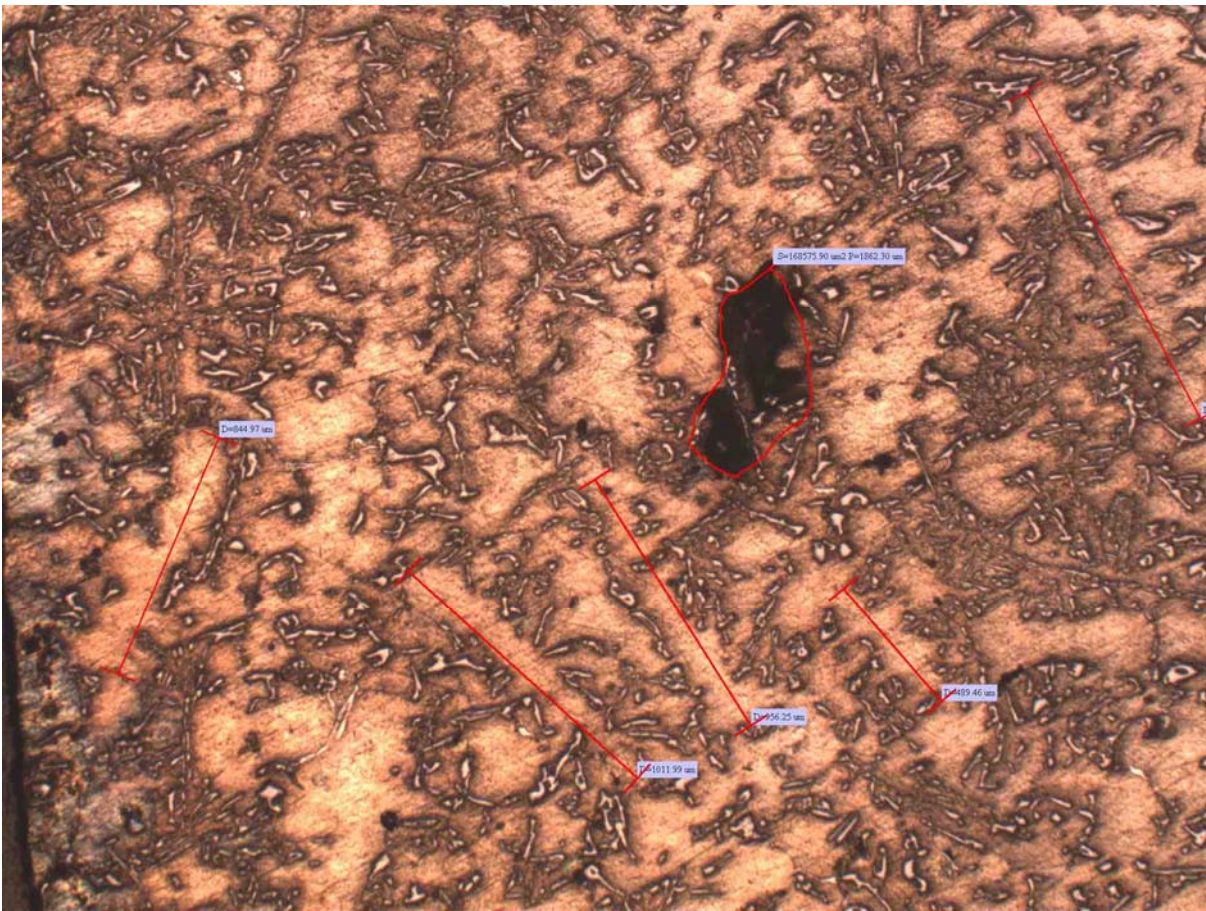
$L=586 \text{ } \mu\text{m}$, rami=4, SDAS=120 μm

$L=589 \text{ } \mu\text{m}$, rami=7, SDAS=75 μm

$L=635 \text{ } \mu\text{m}$, rami=6, SDAS=101 μm

SDASmedio=100 μm

Provino M9



Misurazioni Provino M9

L=885 μm , rami=8, SDAS=106 μm

L=1112 μm , rami=12, SDAS=90 μm

L=956 μm , rami=12, SDAS=72 μm

L=490 μm , rami=5, SDAS=107 μm

SDASmedio=86 μm

5.9.2 Stima dello sdas medio per provino

A		R		M	
provino	Valore speriment [Micron]	provino	Valore speriment [Micron]	provino	Valore speriment [Micron]
1	128.9	1	44	1	51.3
2	131.5	2	92	2	100.2
3	125.6	3	107	3	116.5
4	51	4	51	4	115.1
6	112	5	67.5	5	43.6
7	82	6	85.5	6	102.2
8	126	7	52	7	58.2
9	110.1	8	89.5	8	98.9
10	56.5			9	79.9
				10	58.1

Figura 5.35: Tabella conclusiva dello sdas

5.10 Immagini porosità

In seguito alla calibrazione dimensionale del software si sono misurate le porosità. Per ottenere una maggior precisione si è scelto di non affidarsi all'utilità di acquisizione automatica dei difetti, riconosciuti come zone a bassa luminosità, ma di andare a scontornare manualmente i pori uno ad uno.

A: sezione prelevata in corrispondenza dell'attacco di colata con montante

Provino A1



Figura 5.36: Esempio di porosità, foto A1 (prima fotografia del provino A1).

Misurazioni Provino A1

$$S = 0.335603 \text{ mm}^2$$



Figura 5.37: Esempio di porosità, foto A1 (seconda fotografia del provino A1).

Misurazioni Provino A1

$$S = 0.0662276 \text{ mm}^2$$

Provino A2



Figura 5.38: Esempio di porosità, foto A2 (fotografia del provino A2).

Misurazioni Provino A2

$$S = 0.202775 \text{ mm}^2$$

Provino A10



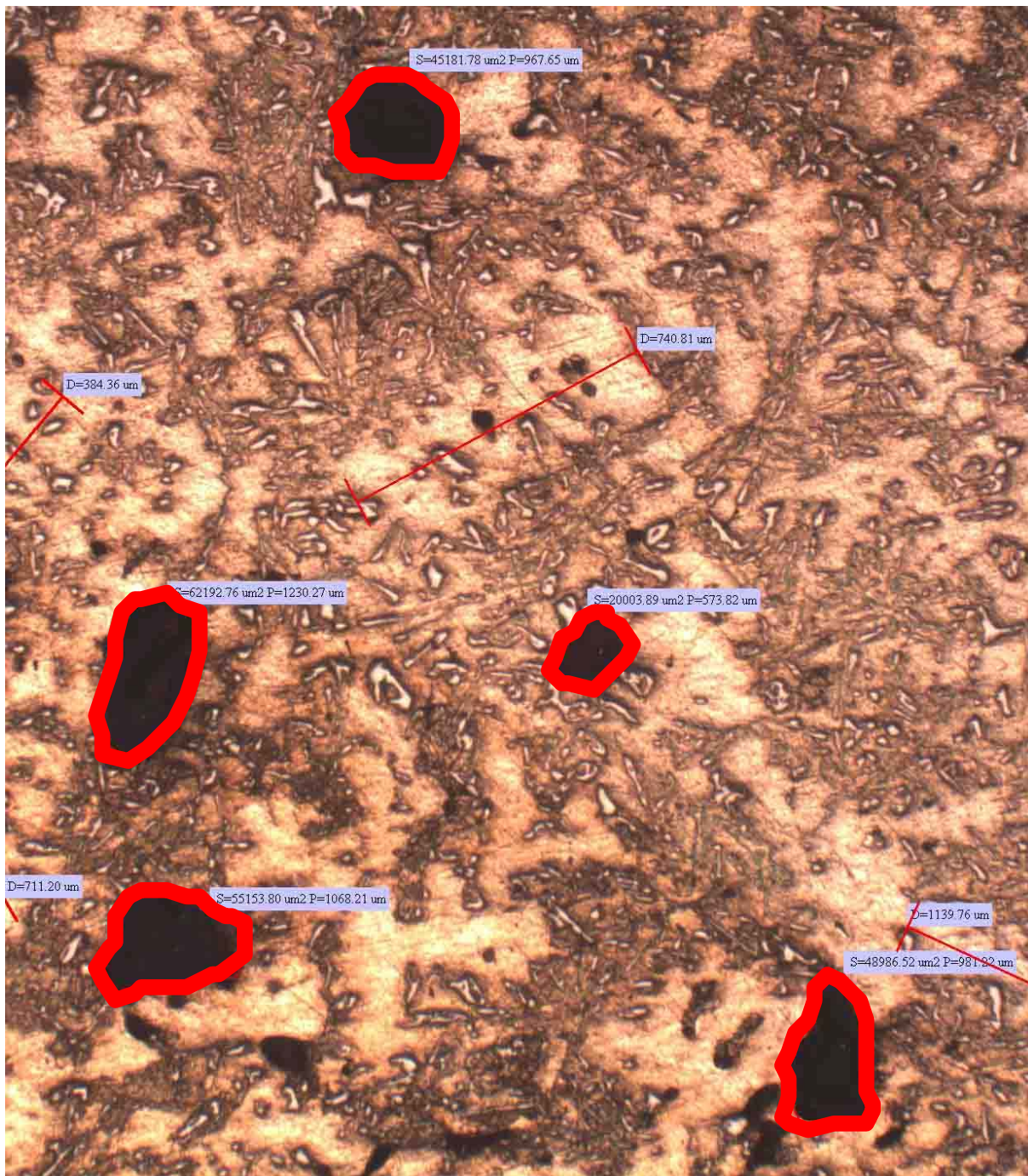
Figura 5.39: Esempio di porosità, foto A10 (fotografia del provino A10).

Misurazioni Provino A10

$$S = 0.034291 \text{ mm}^2$$

R: sezione prelevata in corrispondenza del solo raffreddatore

Provino R2



Misurazioni Provino R2

$$S = 0.045182 + 0.062192 + 0.020004 + 0.048986 + 0.055153 = \\ = 0.231053 \text{ mm}^2$$

Provino R3



Misurazioni Provino R3

$$S = 0.057731 + 0.103908 + 0.051321 + 0.049886 =$$
$$= 0.261553 \text{ mm}^2$$

M: sezione prelevata in corrispondenza del montante

Provino M2



Misurazioni Provino M2

$S = 0.1306834 mm^2$

5.10.1 Stima della porosità

Il software utilizzato offre una stima della porosità in mm^2 andando a sommare tutte le aree che riconosce come “nere”; Un’informazione dotata di un’unità di misura non rende però possibile un confronto diretto con altre grandezze non omogenee. Si è scelto quindi di adimensionalizzare la grandezza rilevata rapportando l’area delle porosità all’area della sezione e tramite una semplice proporzione esprimere la porosità rilevata come percentuale dell’area del provino.

A

provino	Valore porosità in mm^2	Area provino mm^2	Valore sperim %
1	0.0475952	157.6	0.0302
2	0.043875	135	0.0325
3	0.04	125	0.032
4	0.04134	156.7	0.0265
6	0.0501	167	0.03
7	0.04956	168	0.0295
8	0.051	170	0.03
9	0.0459	171	0.0295
10	0.04389	165	0.0266

R

provino	Valore porosità in mm^2	Area provino mm^2	Valore sperim %
1	0.03362	120.5	0.0279
2	0.0362	121	0.0299
3	0.0508	158.7	0.03199
4	0.0425	146.5	0.02899
5	0.04321	164	0.02635
6	0.0371	132	0.0281
7	0.045	36	0.02865
8	0.03764	123.4	0.0305

M

provino	Valore porosità in mm^2	Area provino mm^2	Valore sperim %
1	0.0228	85	0.02682
2	0.0191	64	0.0298
3	0.00942	31.4	0.03
4	0.0381	126.7	0.0301
5	0.0337	125	0.02697
6	0.0408	136	0.03
7	0.00832	32	0.026
8	0.027	89	0.0304
9	0.0142	46.1	0.0309
10	0.0043	16	0.02681

A		R		M	
provino	Valore sperim %	provino	Valore sperim %	provino	Valore sperim %
1	0.0302	1	0.0279	1	0.02682
2	0.0325	2	0.0299	2	0.0298
3	0.032	3	0.03199	3	0.03
4	0.0265	4	0.02899	4	0.0301
6	0.03	5	0.02635	5	0.02697
7	0.0295	6	0.0281	6	0.03
8	0.03	7	0.02865	7	0.026
9	0.0295	8	0.0305	8	0.0304
10	0.0266			9	0.0309
				10	0.02681

Figura: 5.40: Stima della porosità

5.11 SIMULAZIONE

5.11.1 Introduzione

Si riportano immagini esplicative della simulazione di riempimento e di solidificazione: in rosso è rappresentata la lega liquida mentre in grigio i raffreddatori, le maniche isoterme ed i filtri;

Per motivi di simmetria geometrica e termica si è considerato solo uno spicchio corrispondente ad un quarto del getto intero;

Tutti i parametri e le condizioni al contorno sono state fornite dalla fonderia che ha eseguito la produzione;

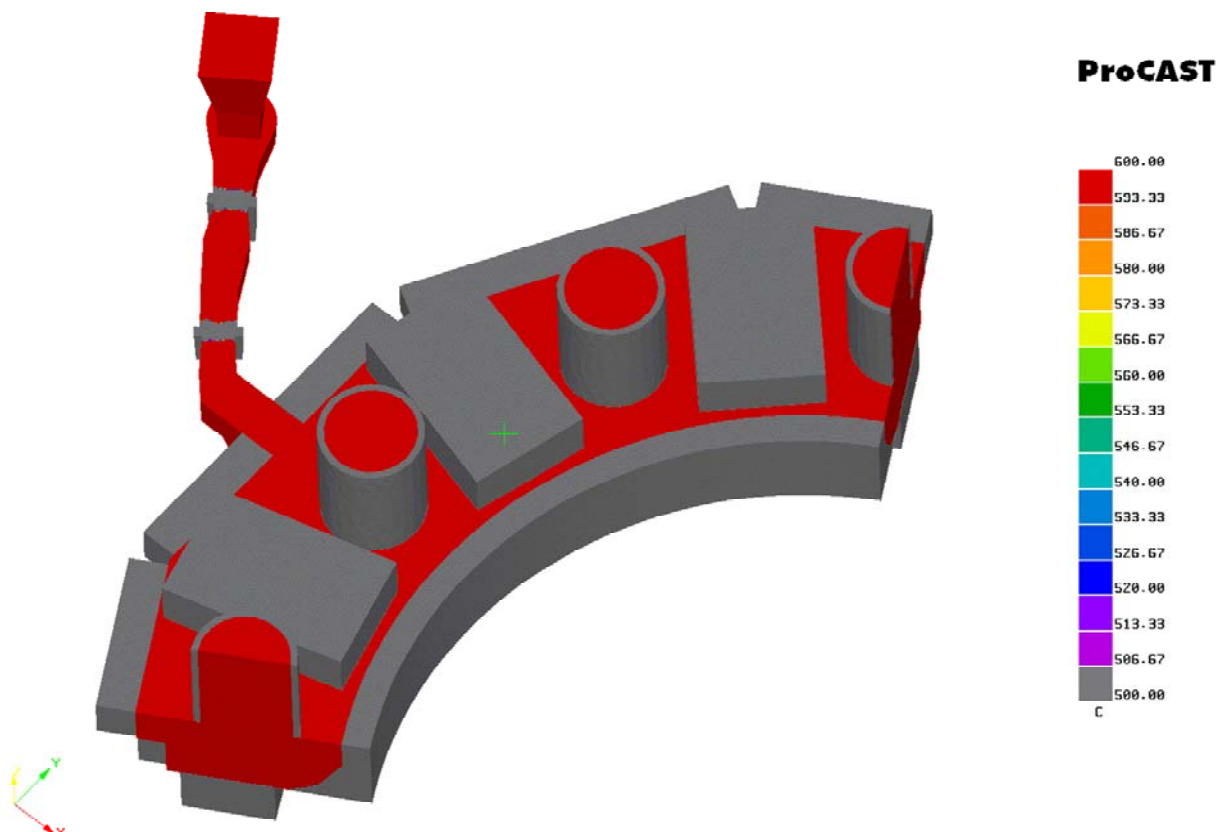


figura 5.41: vista dall'alto dello spicchio corrispondente ad un quarto del getto intero, con maniche e raffreddatori;

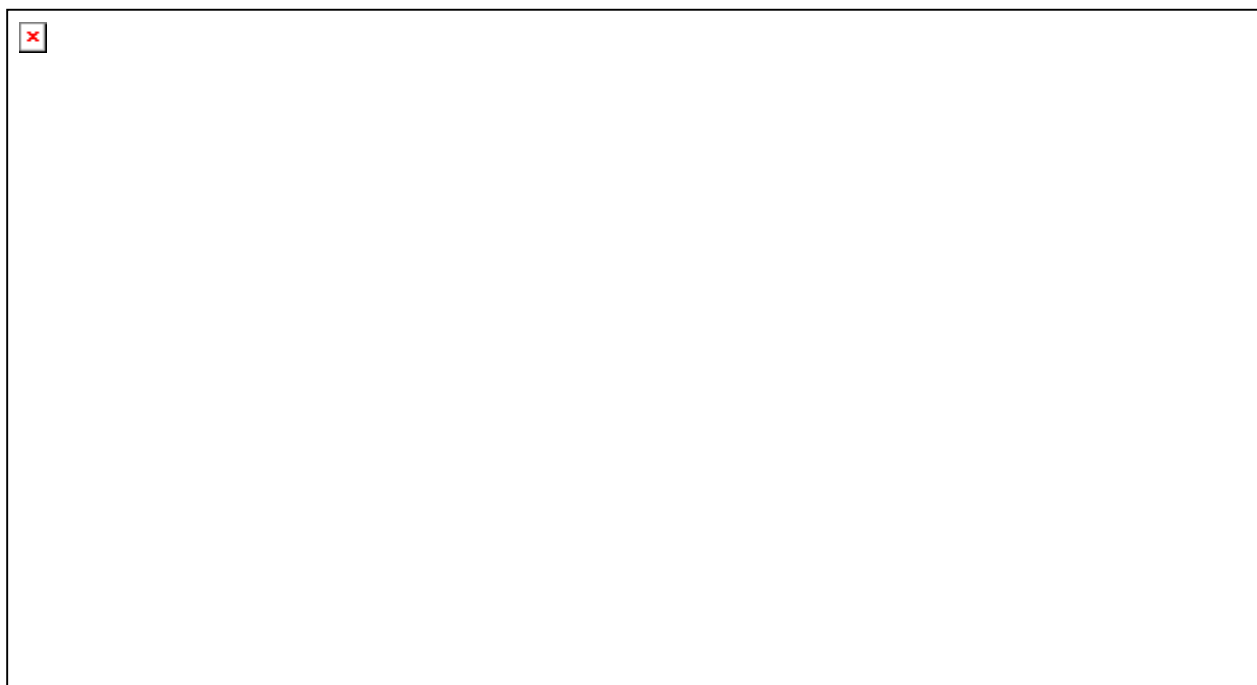


figura 5.42: vista laterale dello spicchio corrispondente ad un quarto del getto intero, senza maniche e raffreddatori;

5.12 Calcolo sdas

Nelle immagini delle simulazione riportate in seguito, si evidenzia con linee bianche tratteggiate la zona di materiale asportata dalla lavorazione meccanica, poiché le sezioni sono prelevate dal un getto già in parte semilavorato, al quale sono stati asportati tutti i montanti e gli attacchi di colata ;

Ogni sezione, corrispondente ad una delle 3 serie (A,M,R), contiene 8-10 provini

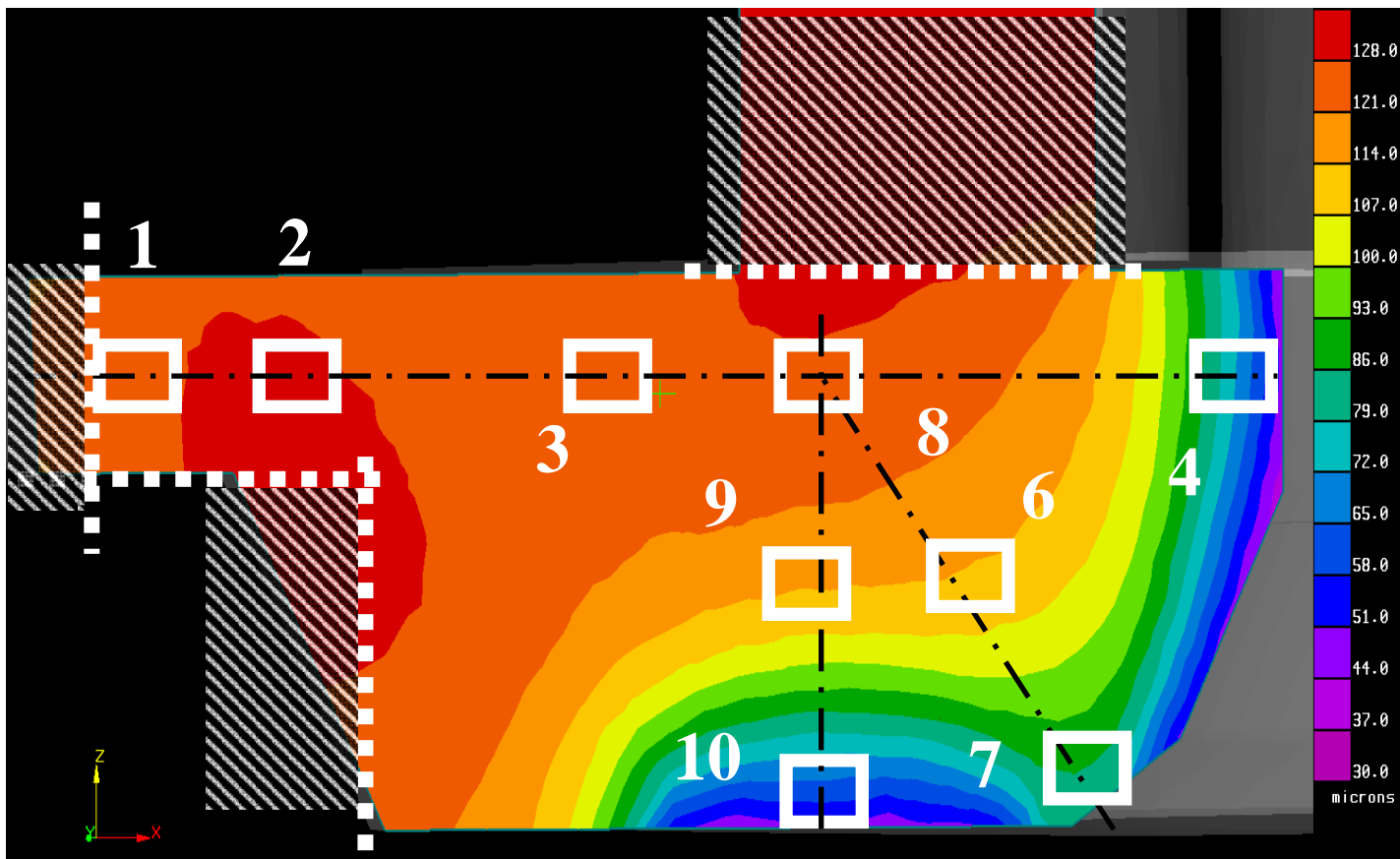


Fig. 5.43: Disposizione dei 10 campioni nella sezione A con montante ed attacco di colata da cui effettuare la misura e la verifica dello sdas.

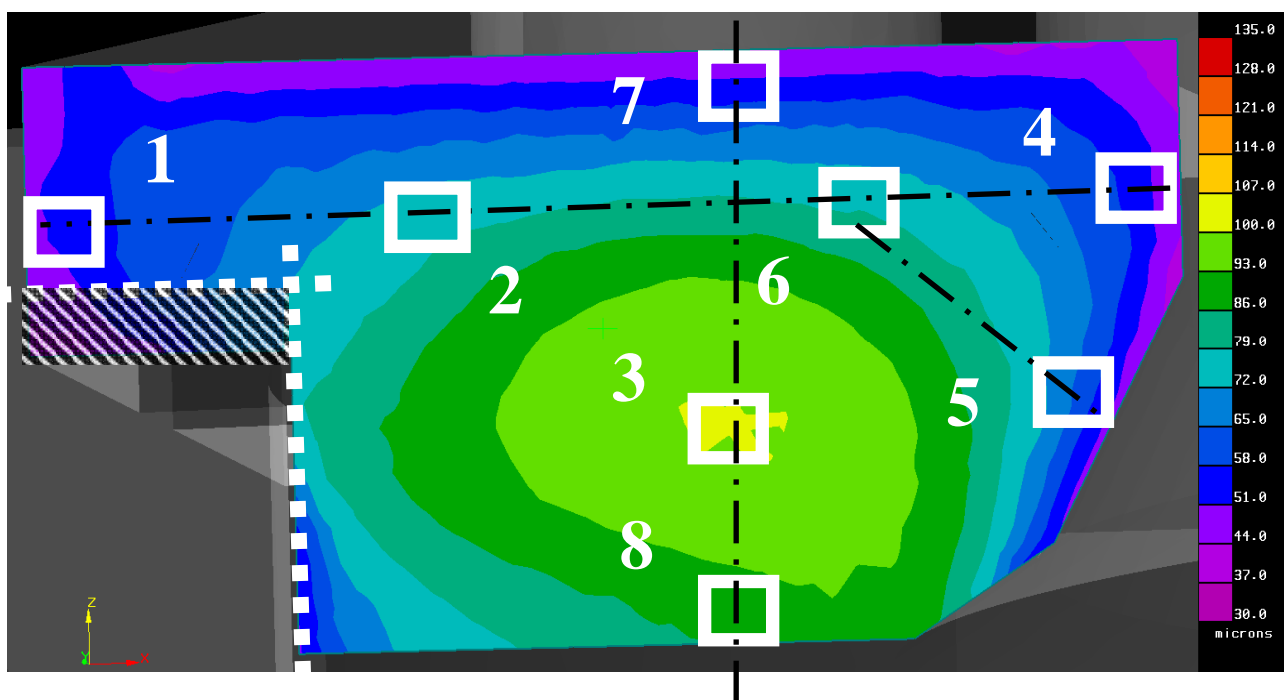


Fig. 5.44: disposizione dei 9 campioni nella sezione R senza montante da cui effettuare la misura e la verifica dello sdas

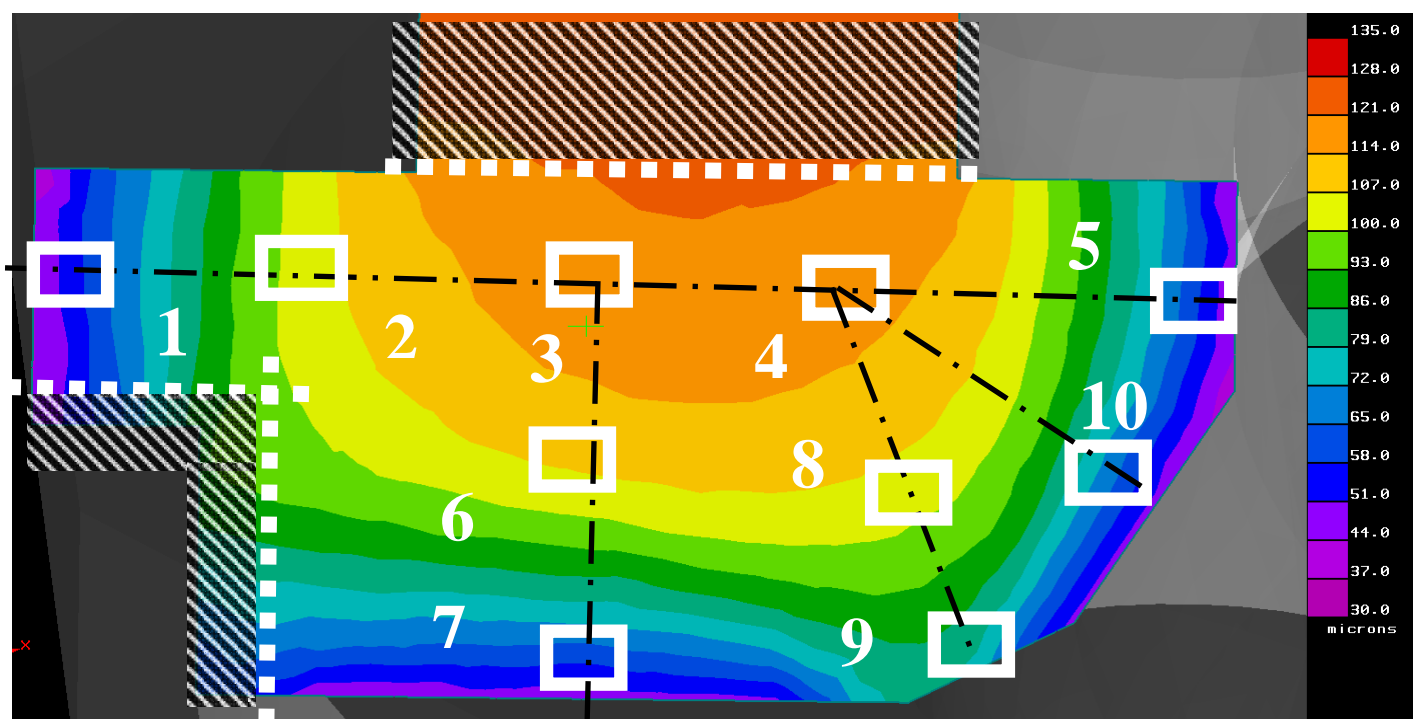


Fig. 5.45: disposizione dei 10 campioni nella sezione M con montante da cui effettuare la misura e la verifica dello sdas

5.12.1 Calcolo sdas

Si riporta la tabella riassuntiva dello sdas simulato

A		R		M	
provino	Valore simulato [Micron]	provino	Valore simulato [Micron]	provino	Valore simulato [Micron]
1	128.9	1	44	1	51.3
2	131.5	2	81	2	100.2
3	125.6	3	107	3	116.5
4	51	4	51	4	115.1
6	112	5	67.5	5	43.6
7	82	6	77	6	102.2
8	126	7	52	7	58.2
9	110.1	8	89.5	8	98.9
10	56.5			9	79.9
				10	58.1

Fig. 5.46: tabella riassuntiva dello sdas simulato

5.13 Calcolo porosità

Come si può vedere dalle figure seguenti si nota una ingente porosità addensata in prossimità delle zone del getto che raffreddano per ultime, come ci si può aspettare da un tipico processo fusorio in gravità;

Si procede con l'analisi quantitativa del calcolo della porosità percentuale nelle 3 sezioni di interesse, fissando una scala compresa tra 2.5% al 3.4%;

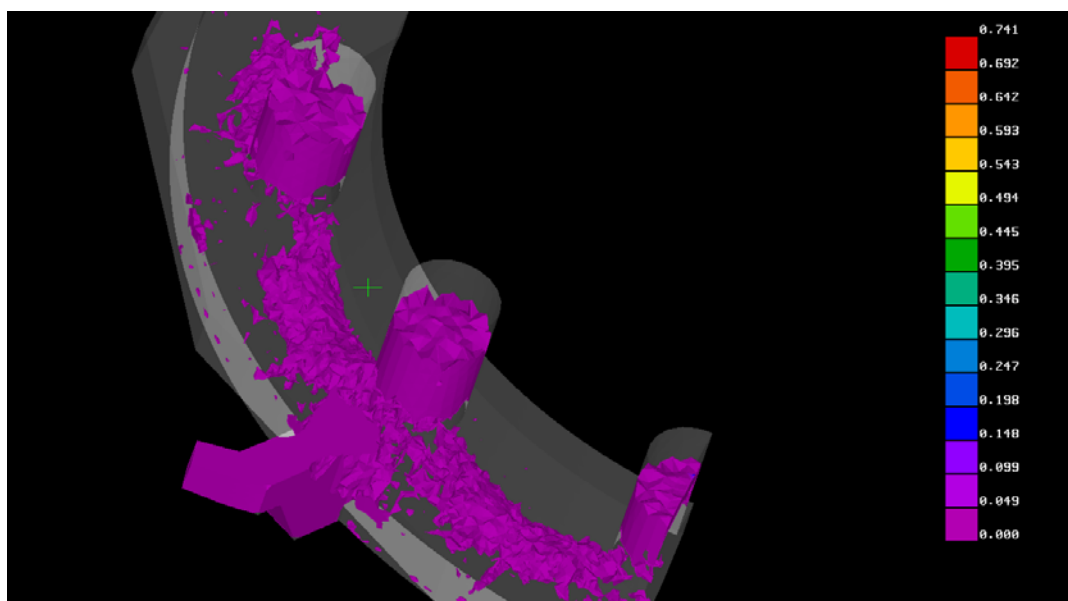


Fig. 5.47: Panoramica delle porosità; si nota una ingente porosità addensata in prossimità delle zone del getto che raffreddano per ultime;

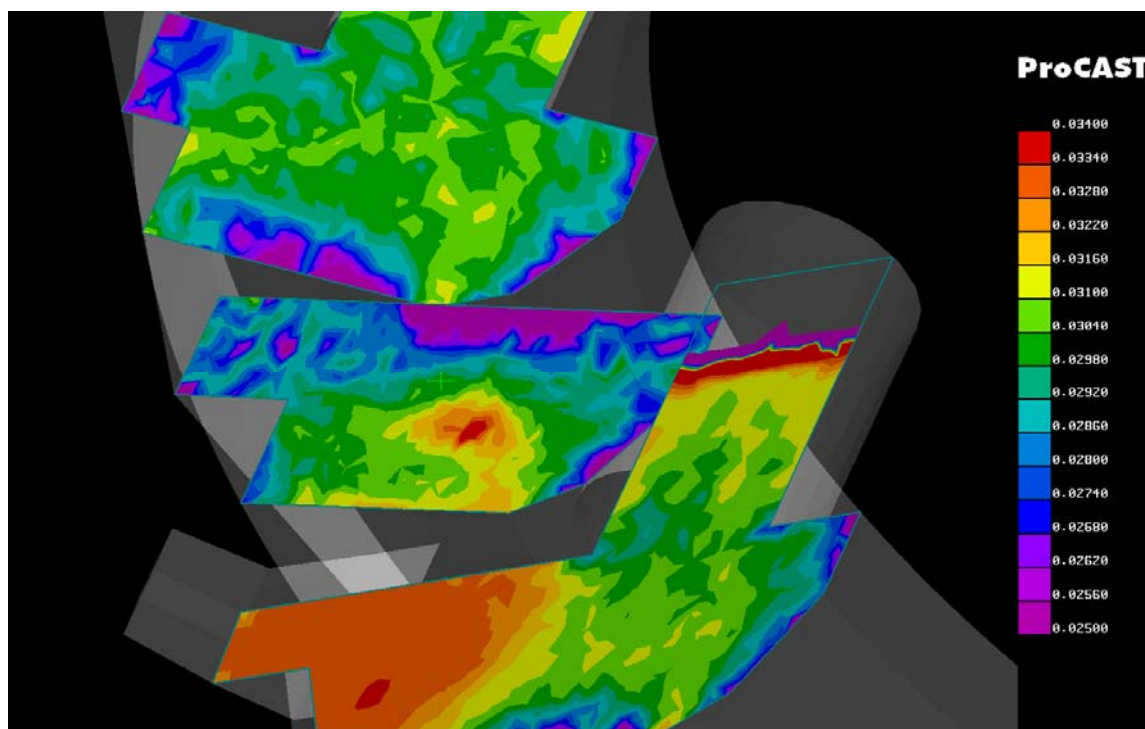


Fig. 5.48: Porosità nelle tre sezioni: si è adottata una scala di misura che va dal 2.5% al 3.4%

Analizzando le singole sezione si osserva come i valori di porosità siano coerenti con il tempo di solidificazione, tranne che nel caso della sezione R: qui i valori sotto il raffreddatore superiore sono minori di quelli trovati nella sperimentazione, per via del fatto che la simulazione non tiene conto del gap di aria che si forma tra il getto ed il raffreddatore in alto, con conseguente calo dello scambio termico;

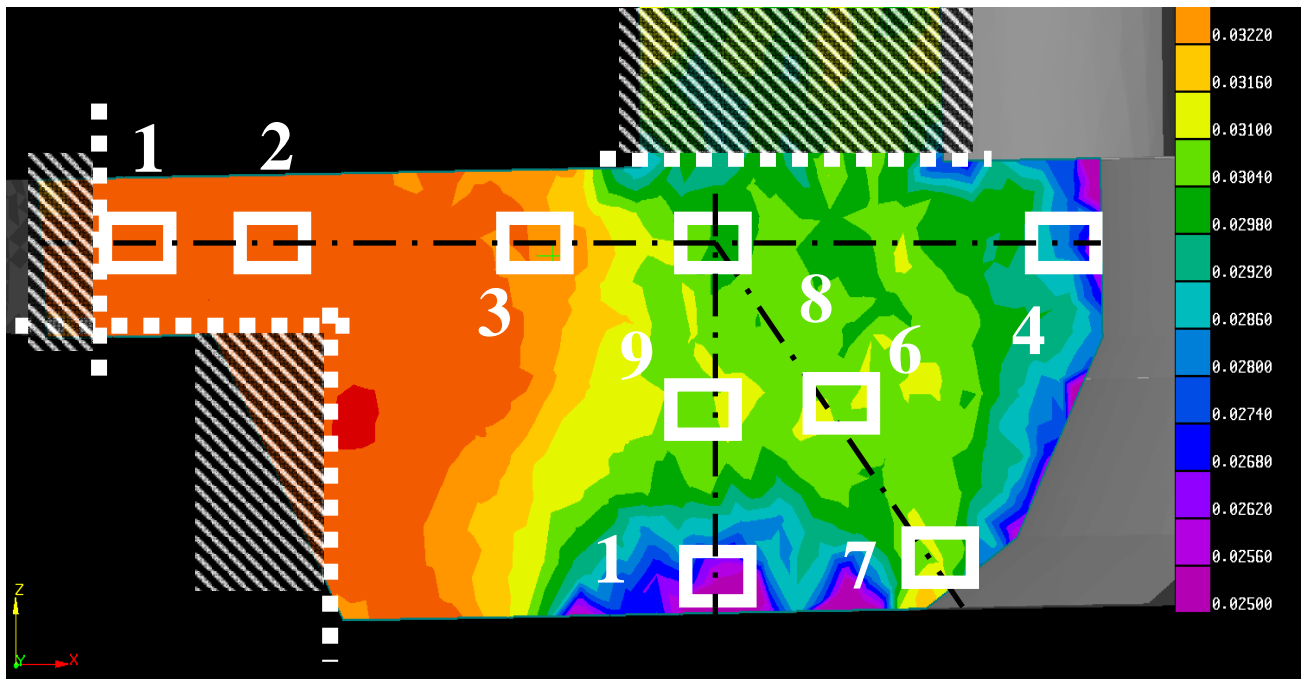


Fig. 5.49: disposizione dei 10 campioni nella sezione A con montante ed attacco di colata per il calcolo e la verifica della porosità.

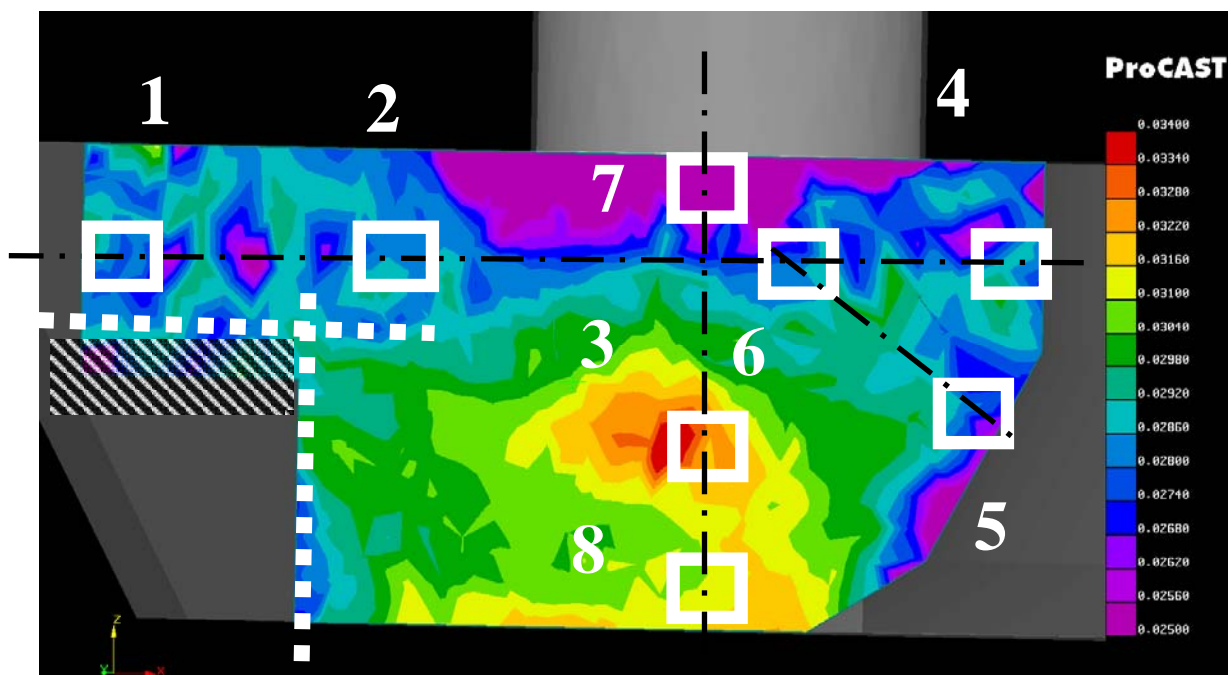


Fig. 5.50: disposizione dei 8 campioni nella sezione R con raffreddatore per il calcolo e la verifica della porosità. Qui i valori sotto il raffreddatore superiore sono minori di quelli trovati nella sperimentazione, per via del fatto che la simulazione non tiene conto del gap di aria che si forma tra il getto ed il raffreddatore in alto, con conseguente calo dello scambio termico;

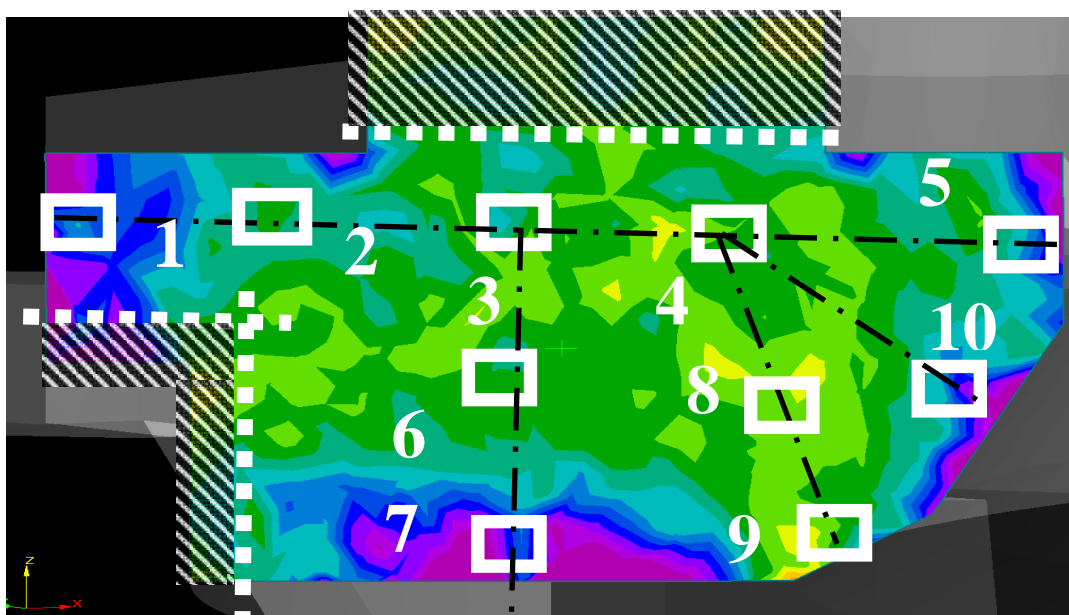


Fig. 5.51: disposizione dei 10 campioni nella sezione M con montante per il calcolo e la verifica della porosità.

5.13.1 Esempio di calcolo della porosità percentuale

Inserendo una immagine nel programma di elaborazione digitale image-proplus, insieme alla scala di grandezza della porosità percentuale relativa ai vari colori, è possibile ricavare un dato in uscita corrispondente alla somma totale delle aree per le rispettive porosità rappresentate dal colore.

$$P_{\text{tot}\%} = \sum \text{Area}_i * P_{i\%}$$

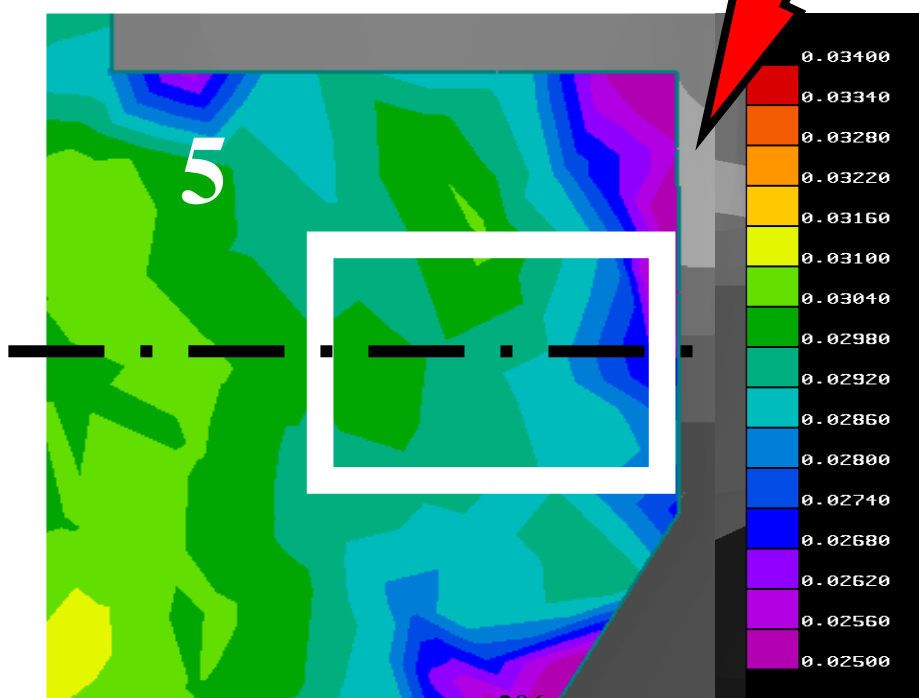
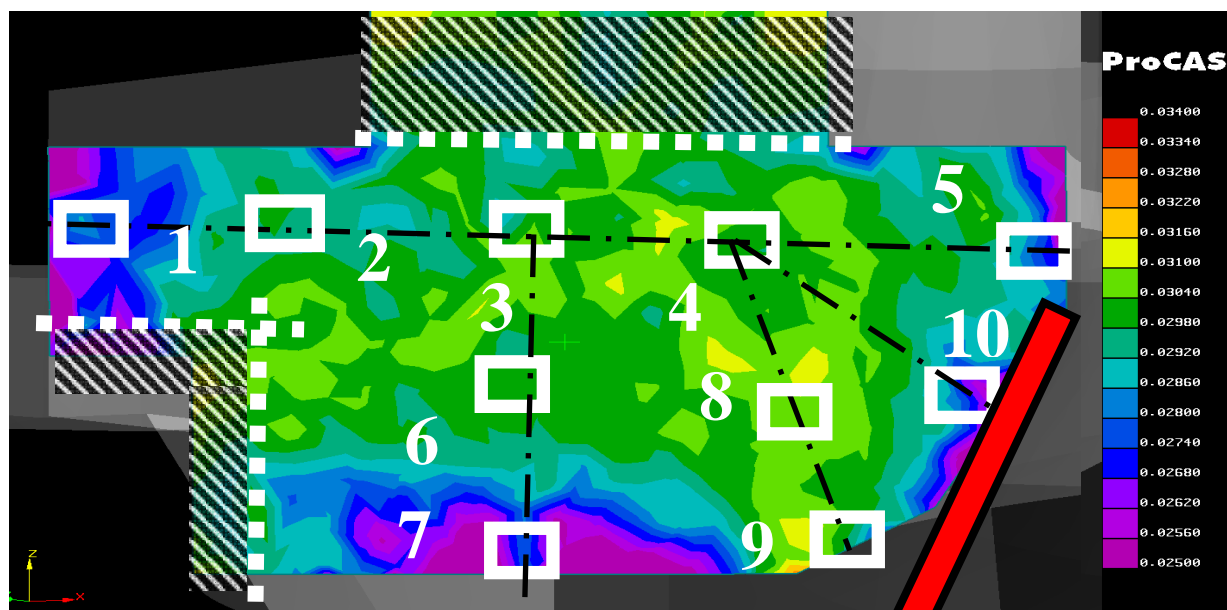


Fig 5.52: Si fa riferimento alla posizione 5, qui ingrandita per spiegare il procedimento adottato

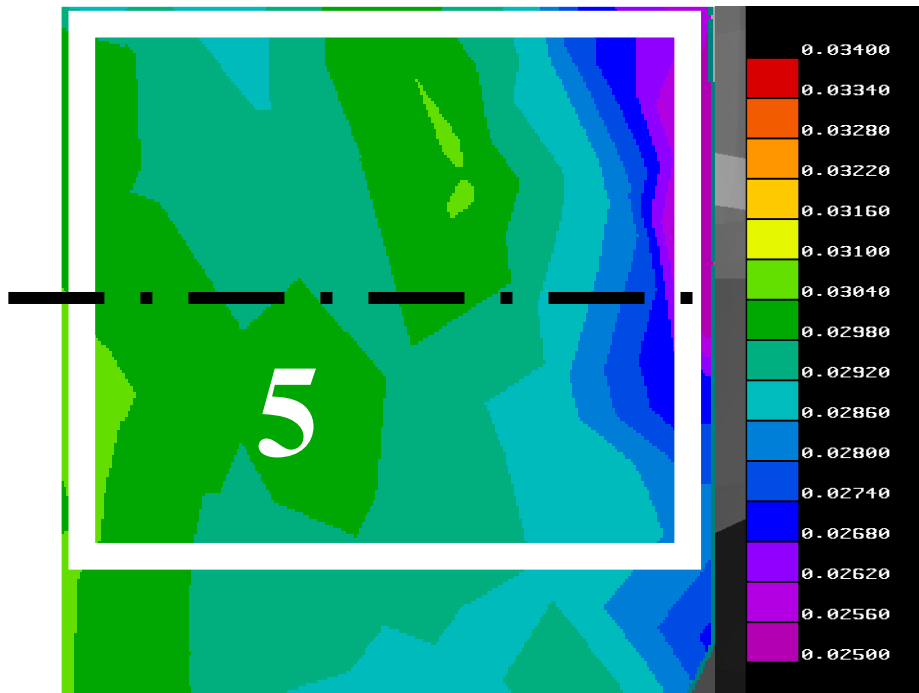


Fig. 5.53: Inserendo una immagine di questo tipo nel programma di elaborazione digitale image-proplus, insieme alla scala di grandezza della porosità percentuale relativa ai vari colori, è possibile ricavare un dato in uscita corrispondente alla somma totale delle aree per le rispettive porosità rappresentate dal colore.

$$P_{\text{tot}\%} = \sum \text{Area}_i * P_{i\%}$$

$$P_{5, R \%} = 0.02621$$

5.13.2 Tabella completa

Si riporta la tabella riassuntiva della porosità simulata

A	Valore simulato	R	Valore simulato	M	Valore simulato
provino	%	provino	%	provino	%
1	0.0302	1	0.0279	1	0.02682
2	0.0325	2	0.0299	2	0.0298
3	0.032	3	0.03199	3	0.03
4	0.0265	4	0.02899	4	0.0301
6	0.03	5	0.02635	5	0.02697
7	0.0295	6	0.0281	6	0.03
8	0.03	7	0.02865	7	0.026
9	0.0295	8	0.0305	8	0.0304
10	0.0266			9	0.0309
				10	0.02681

Fig. 5.54: tabella riassuntiva della porosità simulata

5.14. Confronto risultati sperimentazione – simulazione

5.14.1. Confronto sdas:

Si riportano tutte le tabelle e tutti i grafici del confronto sdas sperimentale – simulato, con di fianco anche il grafico dell'andamento dell'interpolazione dei punti e della deviazione standard rispetto alla retta a 45° ;

Si può constatare l'ottima corrispondenza fornita dalla simulazione; Piccola eccezione per il grafico della sezione R dove alcuni valori sperimentali denotano uno sdas maggiore di quello simulato, in particolare per i campioni n°2, 3 e 6, appena sotto la superficie superiore, mentre per il campione sette, immediatamente sotto al raffreddatore superiore, si denota il comportamento opposto; entrambi i casi possono essere conseguenza dello stesso fenomeno: la simulazione di solidificazione non tiene conto dell'effettivo distacco tra il getto ed il raffreddatore superiore, quindi non tiene conto dell'eventuale gap di aria che si forma e quindi del possibile calo dello scambio termico; per compensare questo aspetto il software tiene in considerazione un valore di HTC medio da cui la spiegazione del perché il provino 7, immediatamente a contatto col raffreddatore, ha sdas minore, mentre gli altri più distanti hanno valori maggiori

Sezione A

provino	Valore sperimentale [Micron]	Valore simulato [Micron]
1	122	129
2	139	132
3	118	126
4	50	51
6	110	112
7	81	82
8	123	126
9	112	110
10	52	57

Sezione R

provino	Valore sperimentale [Micron]	Valore simulato [Micron]
1	45	44
2	92	81
3	118	107
4	53	51
5	75	68
6	86	77
7	50	52
8	94	90

Sezione M

provino	Valore sperimentale [Micron]	Valore simulato [Micron]
1	49	51
2	105	100
3	120	117
4	117	115
5	45	44
6	99	102
7	57	58
8	101	99
9	86	80
10	58	58

Fig. 5.55: Tabelle del confronto sdas sperimentale – simulato;

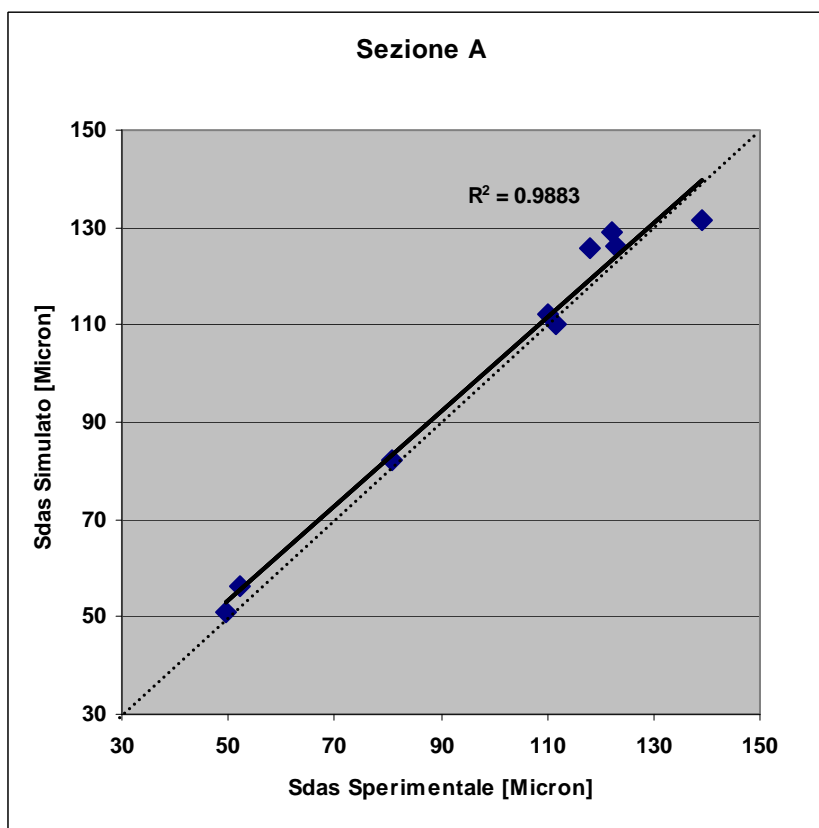
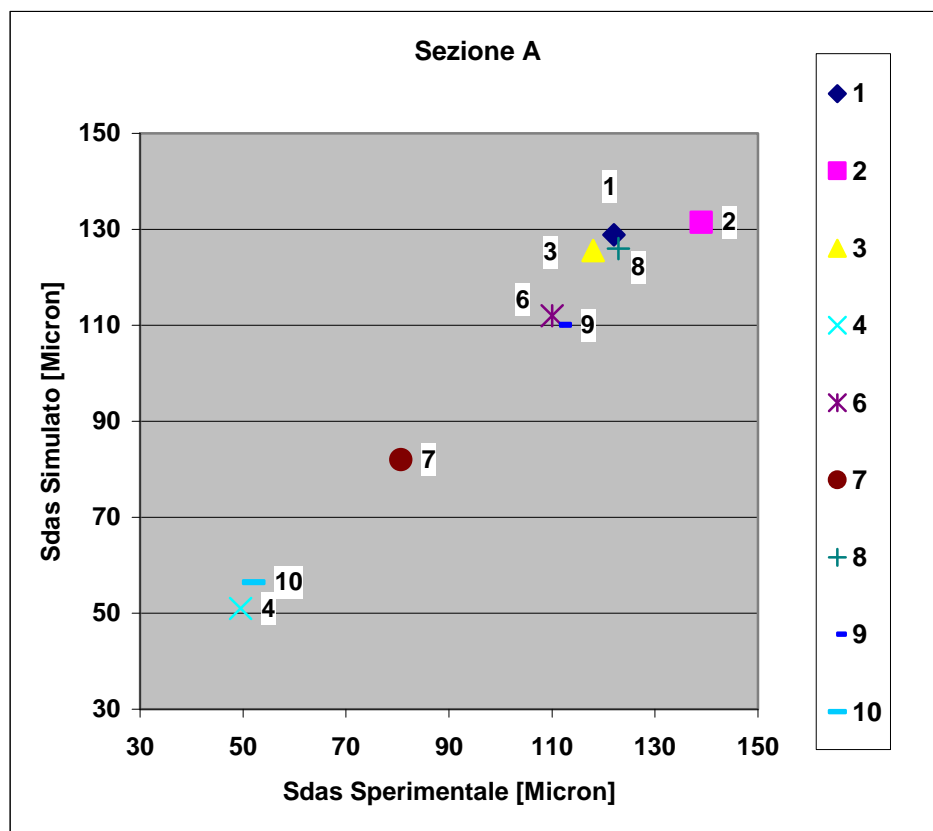


Fig. 5.56: Grafici del confronto sdas sperimentale – simulato; Sezione A: si osserva l'ottima corrispondenza;

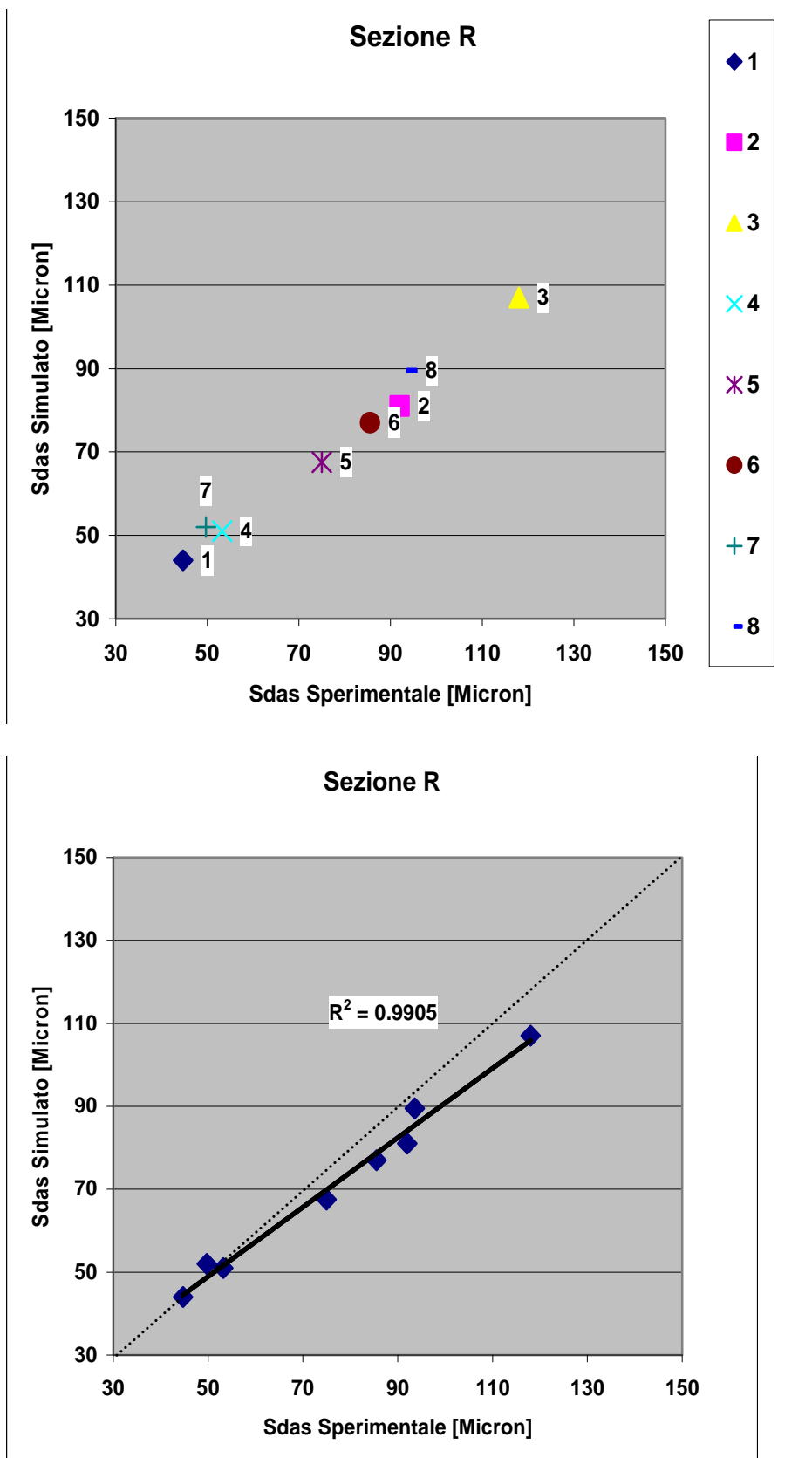


Fig. 5.57: Grafici del confronto sdas sperimentale – simulato; Sezione R: qui la corrispondenza è meno buona per via dello scostamento dei punti 2, 3 5,e 6, inerenti i provini prelevati sotto il raffreddatore in alto;

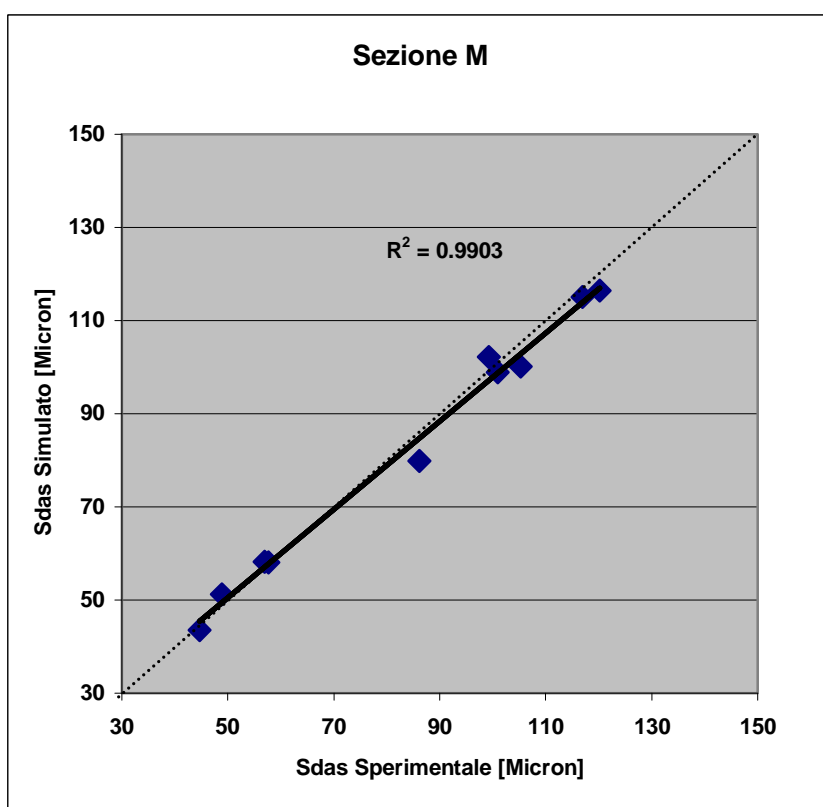
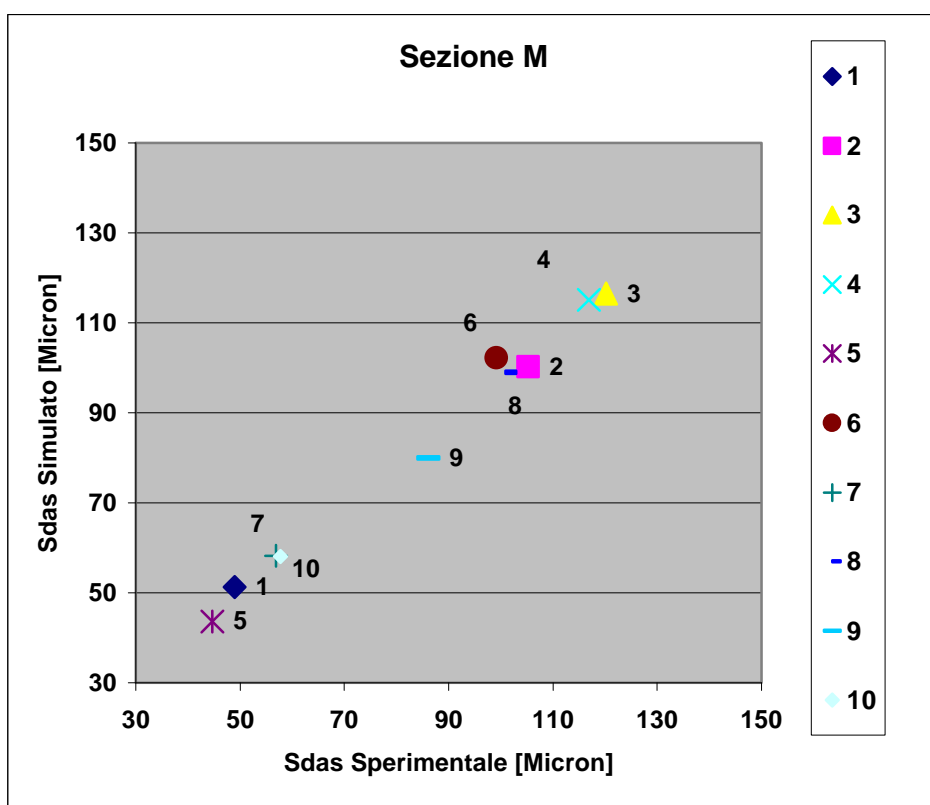


Fig. 5.58: Grafici del confronto sdas sperimentale – simulato; Sezione M: c'è ancora un'ottima corrispondenza come nella sezione A;

Si può constatare l'ottima corrispondenza fornita dalla simulazione in generale; Piccola eccezione per il grafico della sezione R dove alcuni valori sperimentali denotano uno sdas maggiore di quello simulato, in particolare per i campioni n°2, 3 e 6, appena sotto la superficie superiore, mentre per il campione sette, immediatamente sotto al raffreddatore superiore, si denota il comportamento opposto; entrambi i casi possono essere conseguenza dello stesso fenomeno: la simulazione di solidificazione non tiene conto dell'effettivo distacco tra il getto ed il raffreddatore superiore, quindi non tiene conto dell'eventuale gap di aria che si forma e quindi del possibile calo dello scambio termico; per compensare questo aspetto il software tiene in considerazione un valore di HTC medio da cui la spiegazione del perché il provino 7, immediatamente a contatto col raffreddatore, ha sdas minore, mentre gli altri più distanti hanno valori maggiori

5.15.2 Confronto Porosità:

Dal confronto porosità sperimentale – simulata in generale si può constatare ancora una discreta corrispondenza fornita dalla simulazione; ottima per la sezione M, più scarsa per la A e la R.

Per il grafico della sezione R dove alcuni valori sperimentali denotano una porosità molto maggiore di quella simulata, in particolare per i campioni n°2, 3 e 6, appena sotto la superficie superiore, mentre per il campione sette, immediatamente sotto al raffreddatore superiore, si denota il comportamento opposto, può essere ancora valido il discorso fatto in precedenza per lo sdas: entrambi i casi possono essere conseguenza dello stesso fenomeno:

la simulazione di solidificazione non tiene conto dell'effettivo distacco tra il getto ed il raffreddatore superiore, quindi non tiene conto dell'eventuale gap di aria che si forma e quindi del possibile calo dello scambio termico;

per compensare questo aspetto il software tiene in considerazione un valore di HTC medio da cui la spiegazione del perché il provino 7, immediatamente a contatto col raffreddatore, ha porosità minore, mentre gli altri più distanti hanno valori maggiori;

Il grafico della sezione A evidenzia che il risultato sperimentale è migliore di quello simulato: questo può essere imputato alla geometria reale dell'ingresso di colata che probabilmente nel momento della realizzazione pratica è stata leggermente modificata da quella teorica, fatto questo che comporta una differenza dalla simulazione, positiva in questo frangente;

Sezione A

provino	Valore sperimentale %	Valore simulato %
1	0.0302	0.0332
2	0.0325	0.0330
3	0.0320	0.0325
4	0.0265	0.0274
6	0.0300	0.0310
7	0.0295	0.0305
8	0.0300	0.0304
9	0.0295	0.0310
10	0.0266	0.0256

Sezione R

provino	Valore sperimentale %	Valore simulato %
1	0.0279	0.0286
2	0.0299	0.0280
3	0.0320	0.0322
4	0.0290	0.0287
5	0.0264	0.0262
6	0.0281	0.0268
7	0.0287	0.0250
8	0.0305	0.0310

Sezione M

provino	Valore sperimentale %	Valore simulato %
1	0.0268	0.0260
2	0.0298	0.0305
3	0.0300	0.0295
4	0.0301	0.0310
5	0.0270	0.0275
6	0.0300	0.0310
7	0.0260	0.0255
8	0.0304	0.0310
9	0.0309	0.0298
10	0.0268	0.0275

Fig. 5.59: tabelle del confronto sdas sperimentale – simulato;

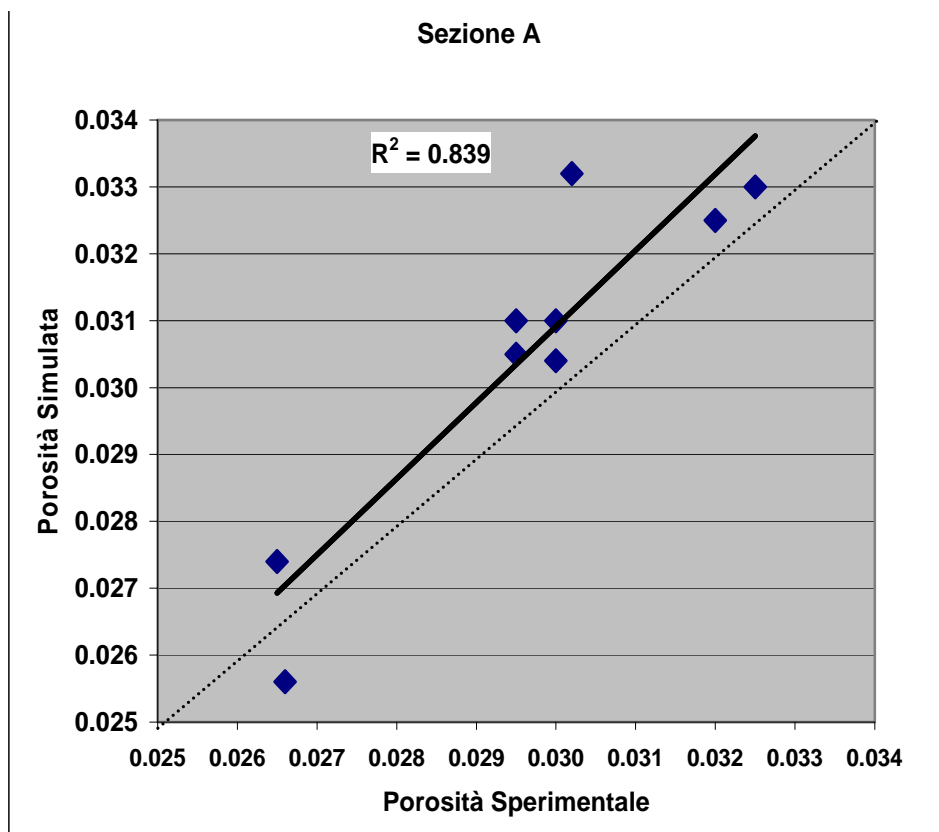
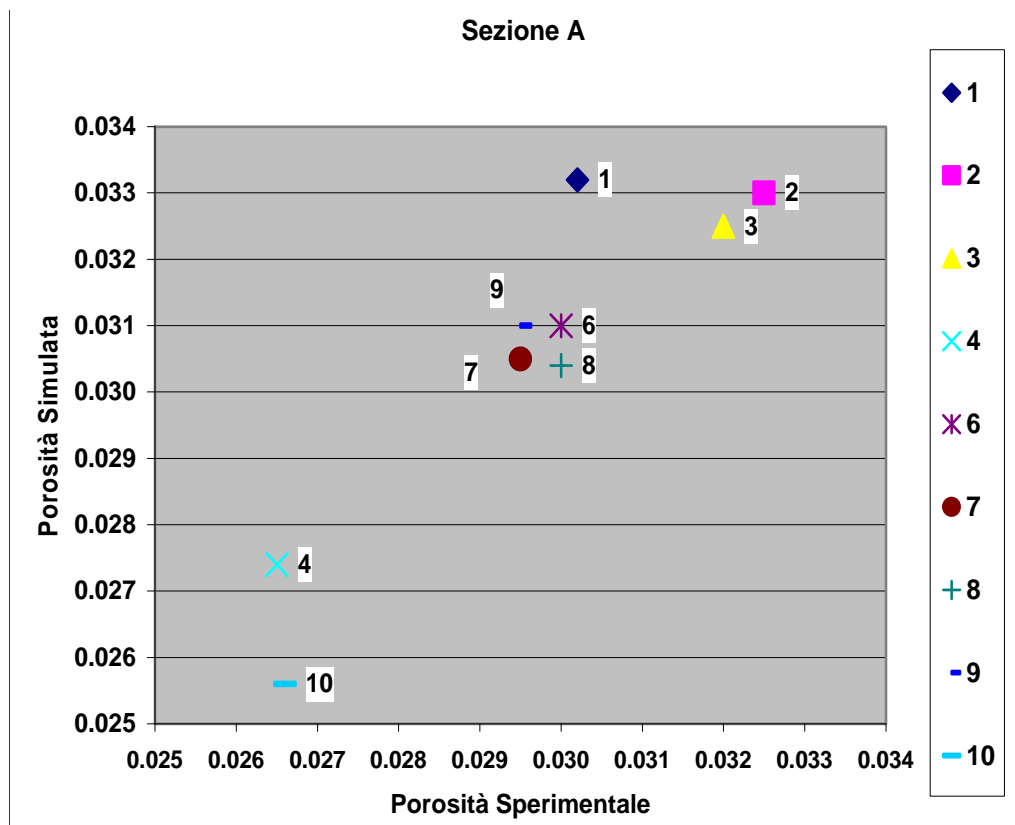


Fig. 5.60: Grafici del confronto sdas sperimentale – simulato; Sezione A: c'è ancora un'ottima corrispondenza come nella sezione A;

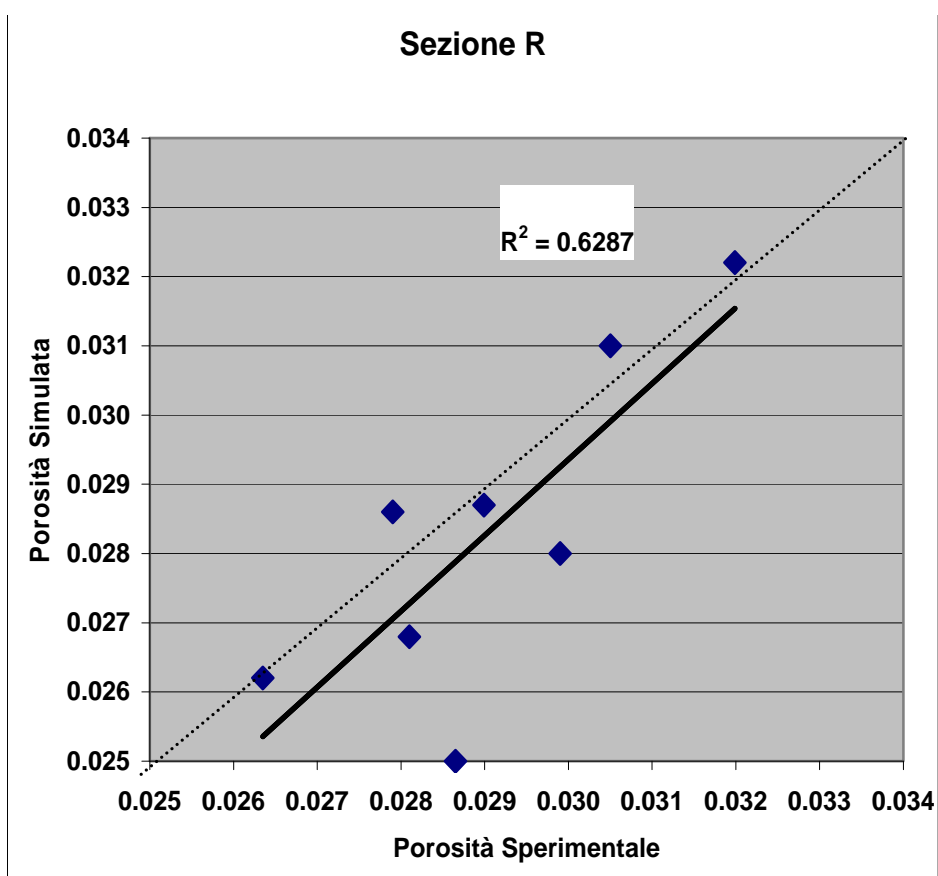
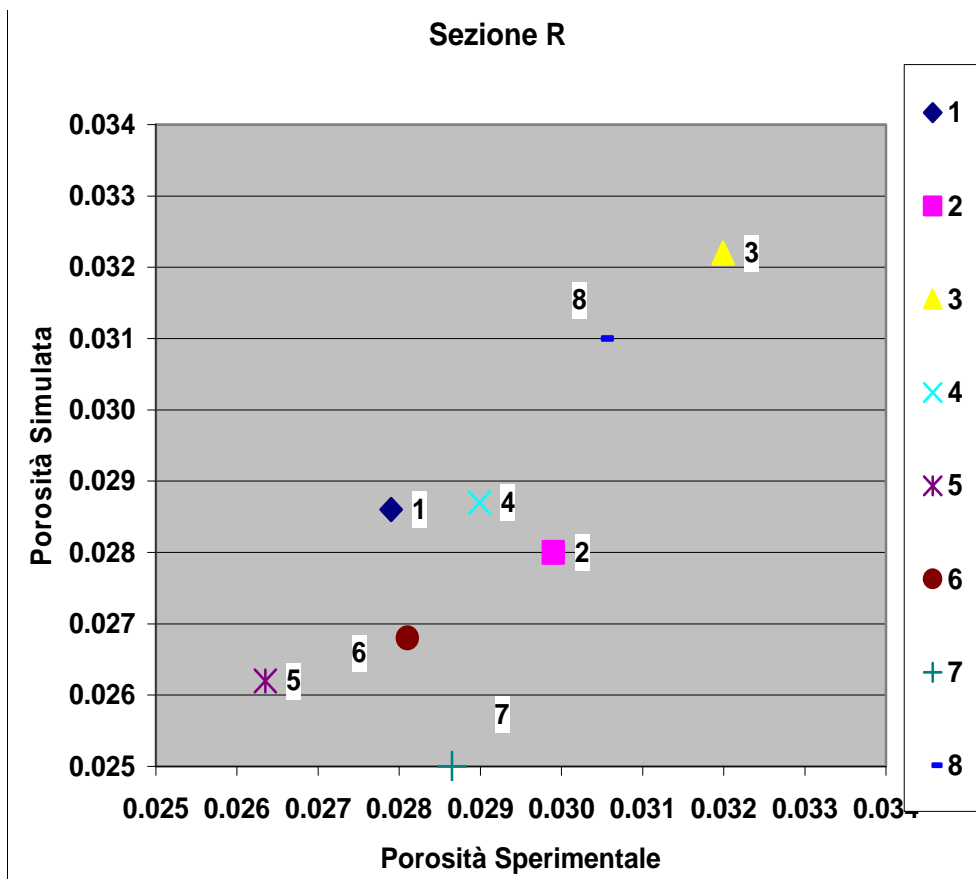


Fig. 5.61: Grafici del confronto sdas sperimentale – simulato; Sezione R: stavolta c'è una scarsa corrispondenza;

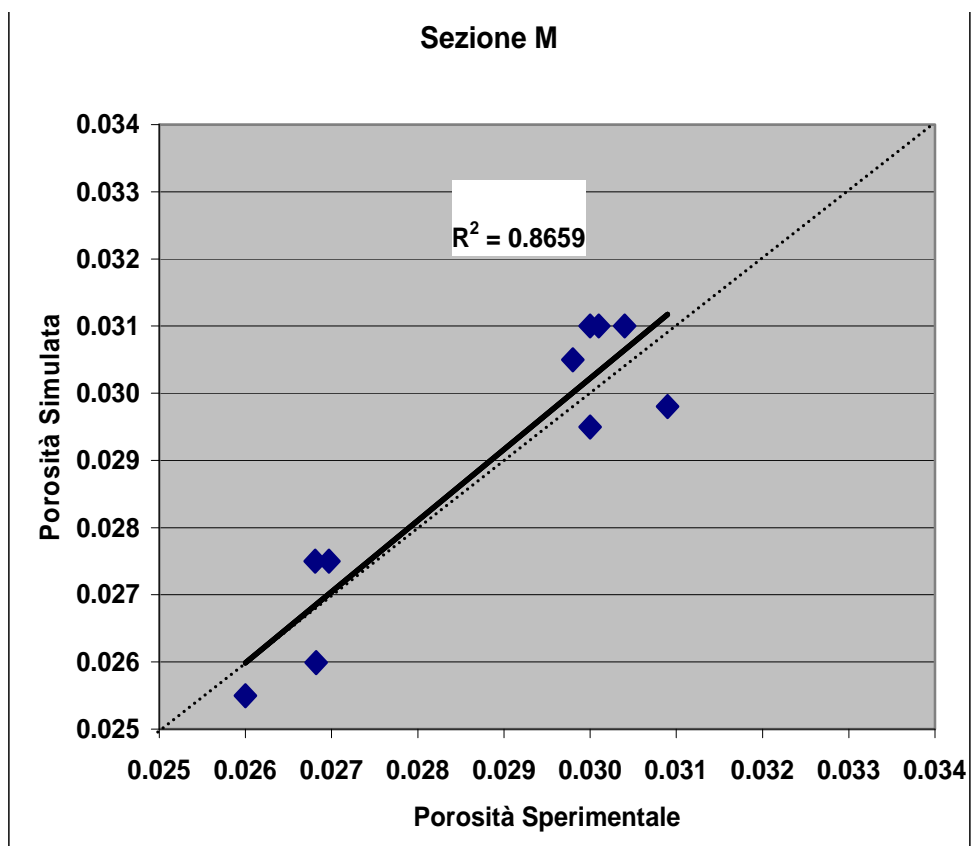
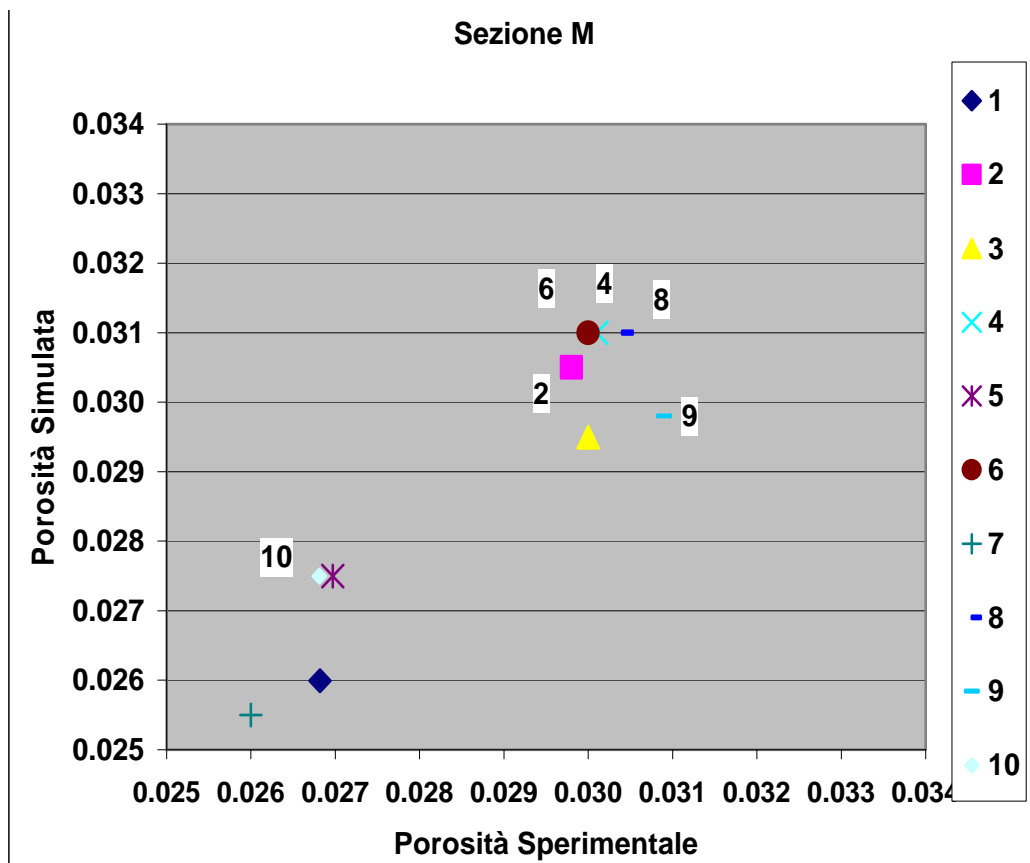


Fig. 5.62: Grafici del confronto sdas sperimentale – simulato; Sezione R: c'è ancora un'ottima corrispondenza;

Dal confronto porosità sperimentale – simulata in generale si può constatare ancora una discreta corrispondenza fornita dalla simulazione; ottima per la sezione M, più scarsa per la A e la R.

Per il grafico della sezione R dove alcuni valori sperimentali denotano una porosità molto maggiore di quella simulata, in particolare per i campioni n°2, 3 e 6, appena sotto la superficie superiore, mentre per il campione sette, immediatamente sotto al raffreddatore superiore, si denota il comportamento opposto, può essere ancora valido il discorso fatto in precedenza per lo sdas: entrambi i casi possono essere conseguenza dello stesso fenomeno:

la simulazione di solidificazione non tiene conto dell'effettivo distacco tra il getto ed il raffreddatore superiore, quindi non tiene conto dell'eventuale gap di aria che si forma e quindi del possibile calo dello scambio termico;

per compensare questo aspetto il software tiene in considerazione un valore di HTC medio da cui la spiegazione del perché il provino 7, immediatamente a contatto col raffreddatore, ha porosità minore, mentre gli altri più distanti hanno valori maggiori;

Il grafico della sezione A evidenzia che il risultato sperimentale è migliore di quello simulato: questo può essere imputato alla geometria reale dell'ingresso di colata che probabilmente nel momento della realizzazione pratica è stata leggermente modificata da quella teorica, fatto questo che comporta una differenza dalla simulazione, positiva in questo frangente;

5.15 Analisi strutture di solidificazione

5.15.1 Impostazione dei dati

Nella modellazione devono essere settati tutti i parametri necessari prima di lanciare la simulazione e tali parametri vengono calcolati in base alle caratteristiche della lega, ai diagrammi di fase e ai modelli matematici analizzati nelle sezioni precedenti. Di seguito si riportano i dati impostati nel caso preso in esame.

```
#diem_mica.d
51      200e-6      # cell size
52      10  10  10      # number of cells in blocks along Ox, Oy, Oz
53      2      # sub-domain number with CA calculation
54      -1.23  -0.027  -0.226  # xwmin ywmin zwmin (window definition)
      -1.116  0.019  0.301  # xwmax ywmax zwmax
      0  0  0  0  0  0  123  # irfx- irfy- irfz- irfx+ irfy+ irfz+ mode
55      0.0001      # precision for window joining
56      1  0      # el/block tab recalc  Result files protection
57      5000      # (nbior) number of crystallographic orientations
58      1      # (iseed) seed value for the random generator
59      9.4e-007  4.0e-007  # (a2,a3) coefficients of the growth kinetics
60      10  2  1000000000  # (dtm,dts,gmax) coefficients of the liquid nucleation
66      613      # liquidus temperature
67      0      # Algorithm for cell referencing
68      1      # Print-out level
69      1  0.8      # iauto dtfac
70      0      # (nheat) flag for full coupling calculation
73      0  0      # extern. surface file: u_flag [0|1] r_flag [0|1]
79      0      # Local directory
80      5  5  0.1      # Gaussian decomposition parameters
0      # end
```

Fig. 5.63: dati impostati nel calcolo

Il calcolo è impostato in modalità post – processing. Nella fase di preprocessing vengono impostati tutti parametri necessari al calcolo: tra i parametri generali ci sono la grandezza delle celle, le quali sono ottaedriche come già visto nel capitolo 2, il numero delle celle nel dominio e il numero di orientazioni cristallografiche. Per quanto riguarda le orientazioni cristallografiche possibili, nel caso preso in esame sono 5000, ma si può scegliere un numero inferiore su cui effettuare il calcolo grazie ad un generatore casuale di numeri da 1 a 5000, e diminuire le orientazioni cristallografiche per poter avere tempi di calcolo minori. Maggiore, infatti, è la precisione desiderata maggiori sono i tempi di calcolo e gli spazi di memoria necessari. Per la lega scelta i parametri che il modello richiede sono la concentrazione iniziale, il coefficiente di partizione, l'inclinazione la linea del liquidus (dataset 66) e il coefficiente di diffusività nel liquido, D_L .

Il modello segue il metodo LGK per il calcolo del sottoraffreddamento totale la cui espressione per il calcolo della velocità della punta della dendrite è riassunta in forma generale come:

$$\Delta = a_2 T^2 + a_3 T^3 \quad (1)$$

Le costanti a_2 e a_3 sono chiamate parametri di cinetica di crescita e vengono calcolate caso per caso sempre attenendosi al metodo LGK e sono anche chiamate parametri di cinetica di crescita (vedi dataset 59 in figura).

La velocità della punta della dendrite e il raggio possono essere determinati da una considerazione sul trasposto termico e di soluto all'apice. Considerando la correzione dovuta alla capillarità e trascurando l'effetto cinetico, il sottoraffreddamento totale imposto sul sistema è:

$$\Delta T = \Delta T_T + \Delta T_C + \Delta T_R \quad (2)$$

dove i pedici T, C, R contraddistinguono rispettivamente il sottoraffreddamento termico, costituzionale e dovuto alla capillarità.

Si riporta a seguire la relazione tra la velocità della punta della dendrite e il sottoraffreddamento totale imposto sul sistema

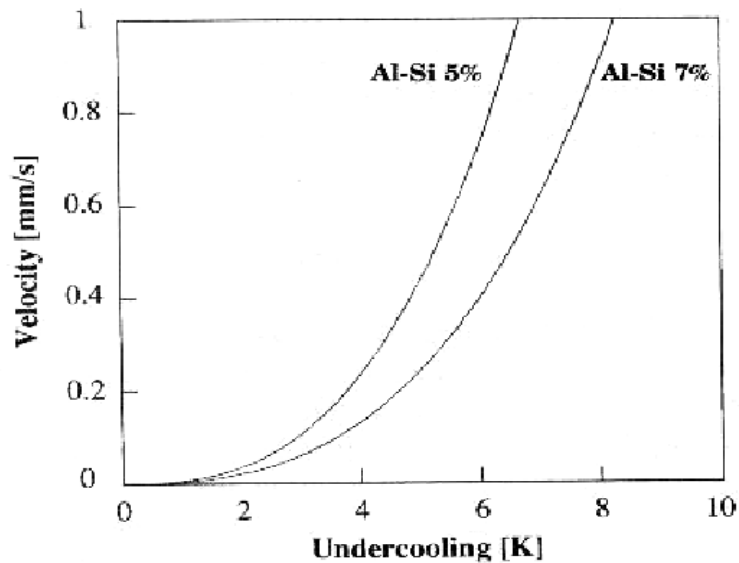


Fig. 5. Growth kinetics of a dendrite tip, as calculated using the KGT model, for two aluminium-silicon alloys of differing composition.

Inoltre si può restringere il calcolo solo ad alcune celle significative, in cui, a causa della loro posizione, si può avere il maggior numero di difetti di solidificazione; anche in questo caso vi è un risparmio di tempo e memoria. I parametri di nucleazione devono essere specificati per la massa interna (bulk) e per le pareti. Per la nucleazione nel bulk la funzione di distribuzione dei siti è quella gaussiana sul modello della nucleazione istantanea. Per la nucleazione in superficie ci sono altre due funzioni possibili oltre a quella gaussiana: la prima (single crystal) esegue il calcolo per un unico cristallo di partenza, e la seconda (fiber texture) segue la tessitura delle fibre e la densità dei grani di una data superficie. Esiste anche la possibilità di usare la funzione single crystal e far partire la solidificazione da un punto fissato, ovvero si può sviluppare la solidificazione direzionale. Tra i parametri di nucleazione vengono richiesti il sottoraffreddamento medio e la sua deviazione standard e il massimo numero di nuclei che influenza la dimensione finale dei grani (in figura 1 corrispondono al dataset 60 e 61).

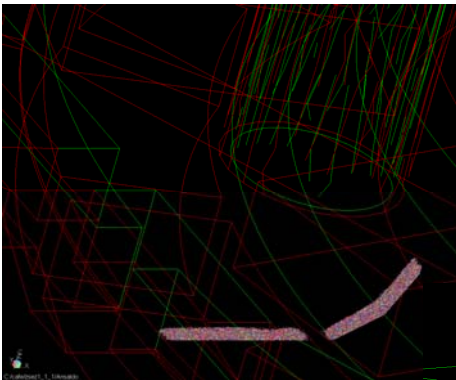
Nel modello CAFE lo studio dello sviluppo della microstruttura è orientato principalmente allo studio degli eventuali difetti di solidificazione in processi industriali. Disomogeneità e grossolanità microstrutturali portano alla presenza di micro-macrosegregazioni, porosità e cricche pericolose in fase di esercizio del pezzo

Nella figure a seguire le direzioni che attraversano il grano sono indice di omogeneità della distribuzione delle orientazioni, ovvero non c'è un'unica direzione preferenziale di accrescimento.

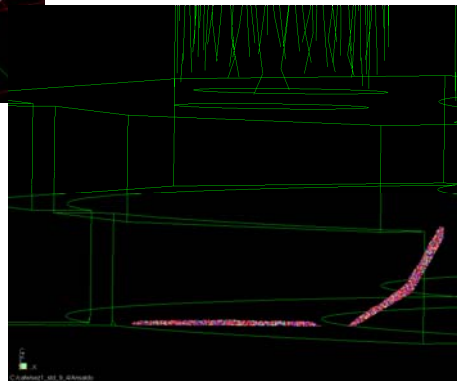
5.15.2 Analisi dei risultati simulati:

Con riferimento alla sezione A presentiamo la sequenza delle immagini ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita

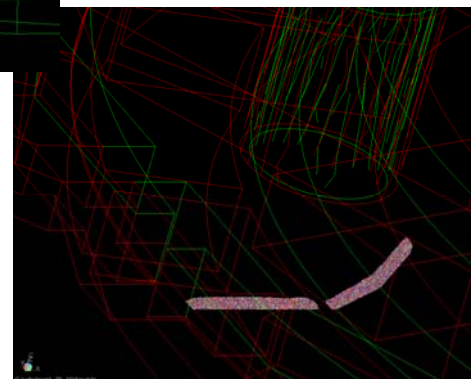
- A) $a_1 = 1$, $a_2 = 1$ (*e-7)
- B) $a_1 = 9$, $a_2 = 4$ (*e-7)
- C) $a_1 = 20$, $a_2 = 10$ (*e-7)



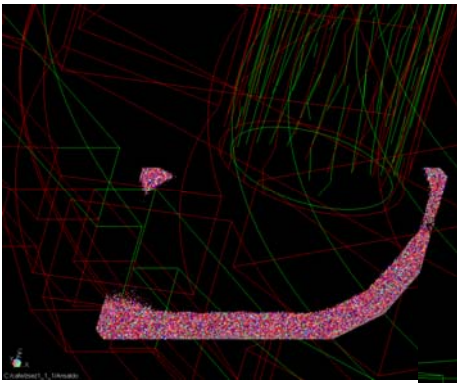
A)



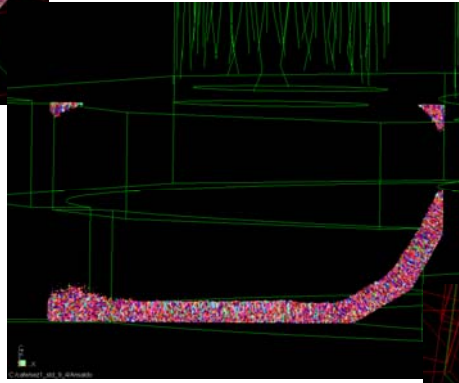
B)



C)



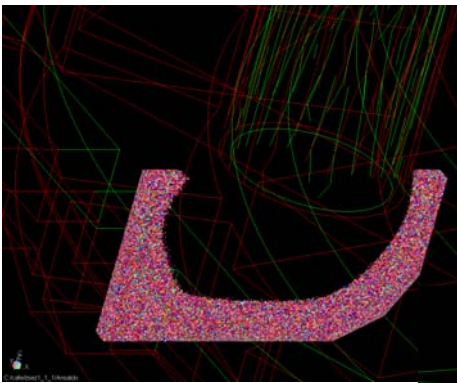
A)



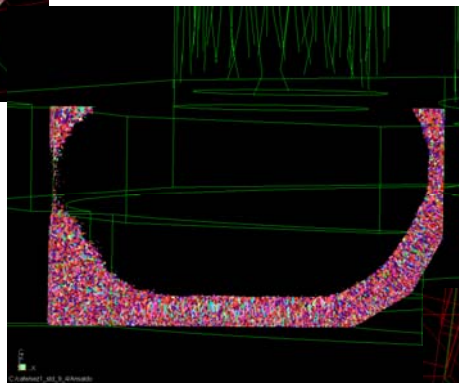
B)



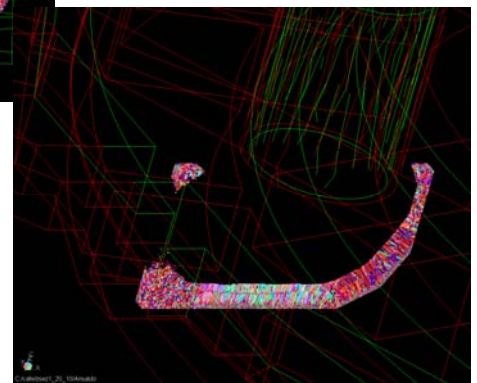
C)



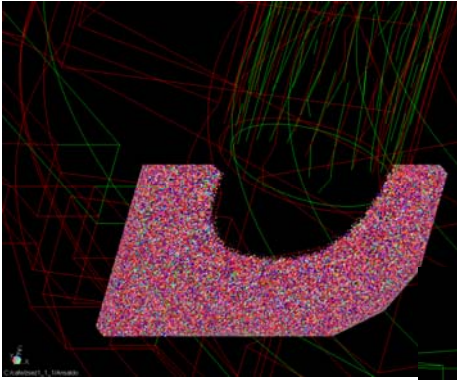
A)



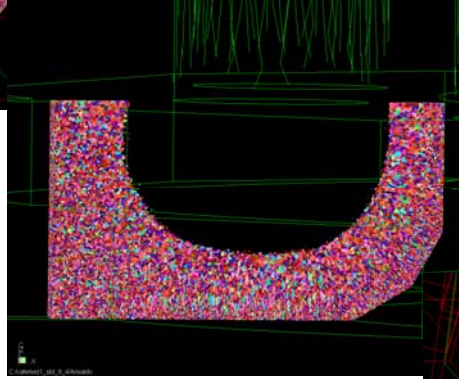
B)



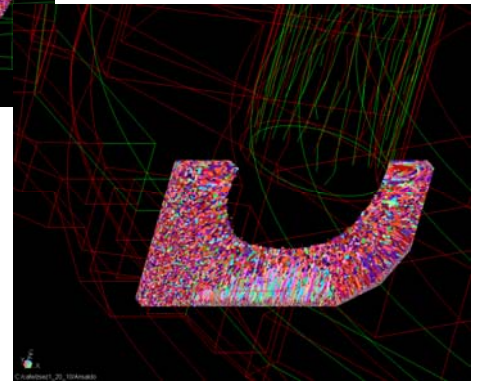
C)



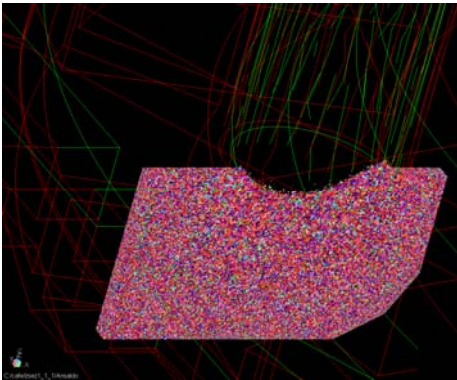
A)



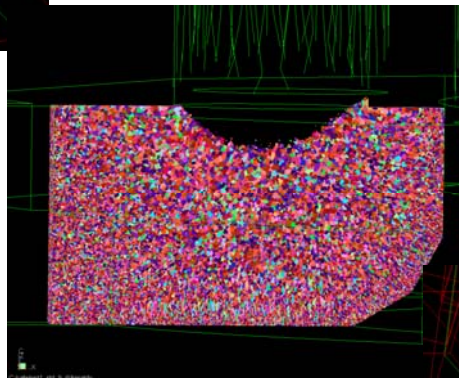
B)



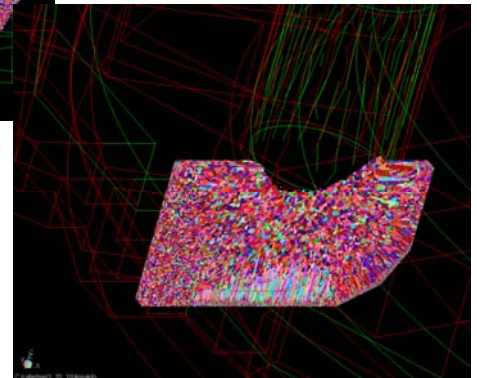
C)



A)



B)



C)

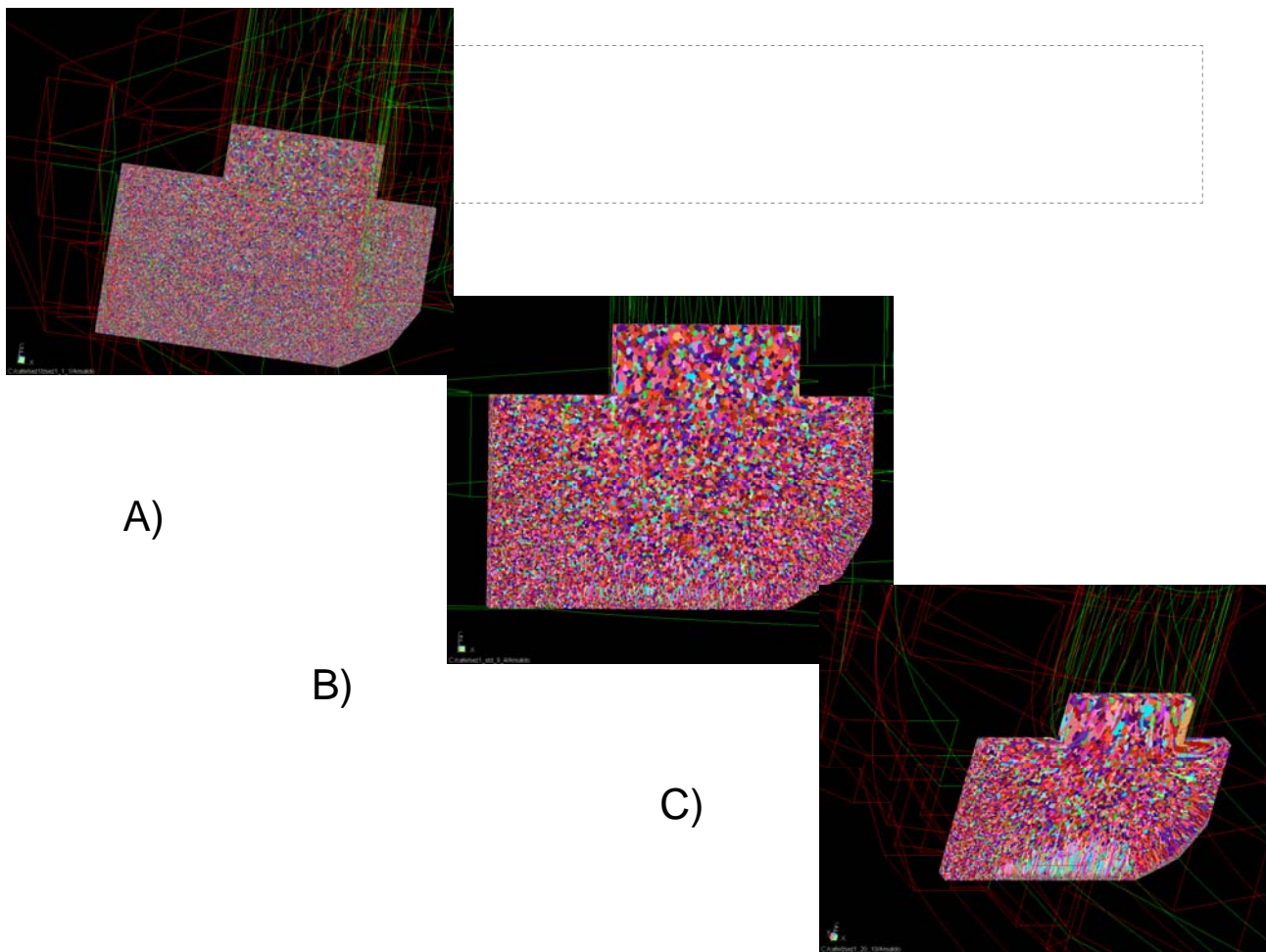
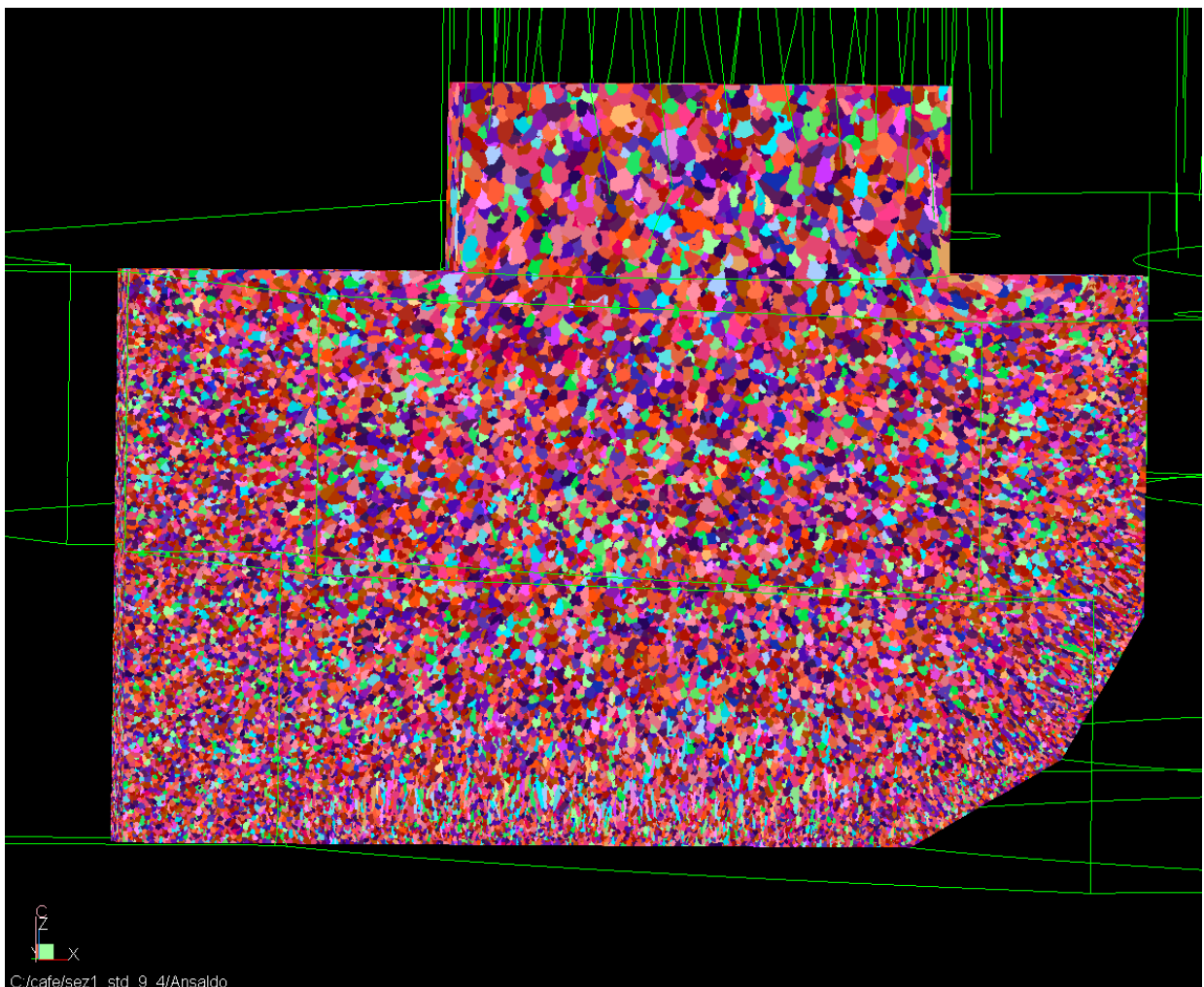
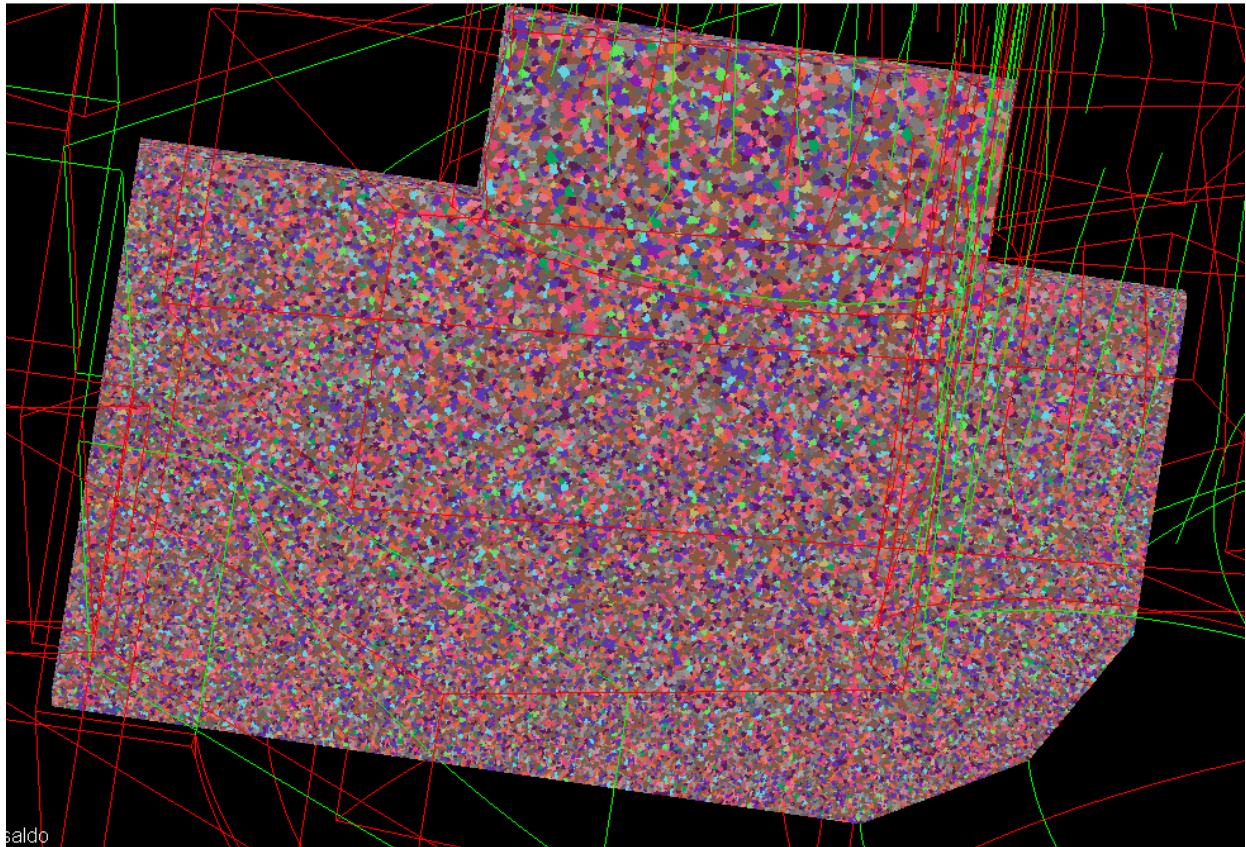


Fig. 5.64: Con riferimento alla sezione A presentiamo la sequenza delle immagini ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita



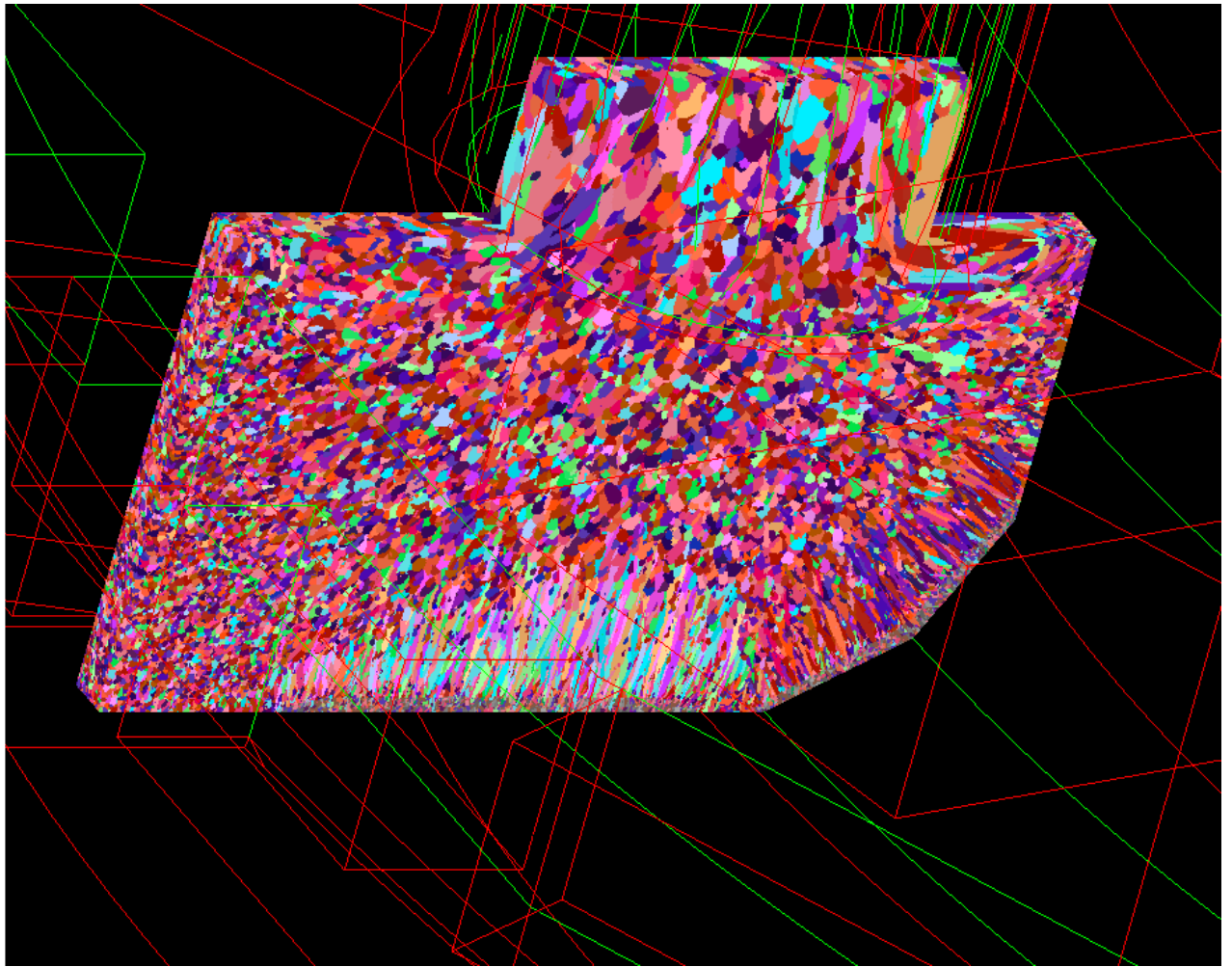
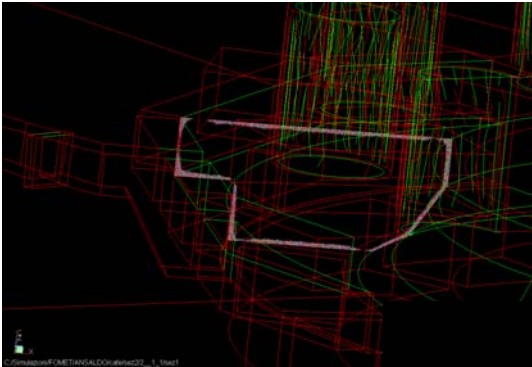
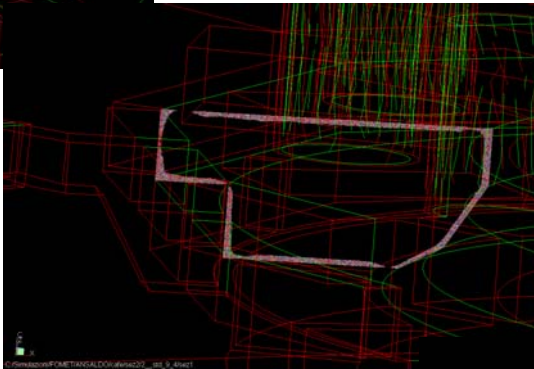


Fig. 5.65: Con riferimento alla sezione A presentiamo la sequenza delle immagini finali ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita

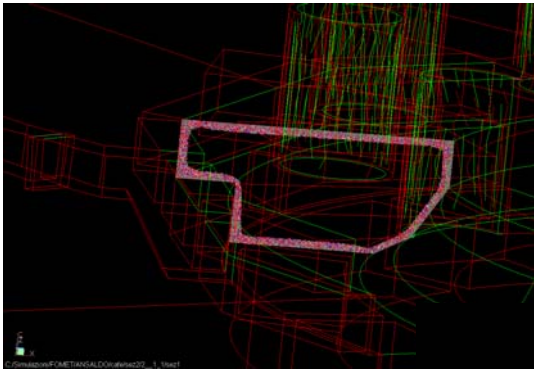
Con riferimento alla sezione R presentiamo la sequenza delle immagini ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita



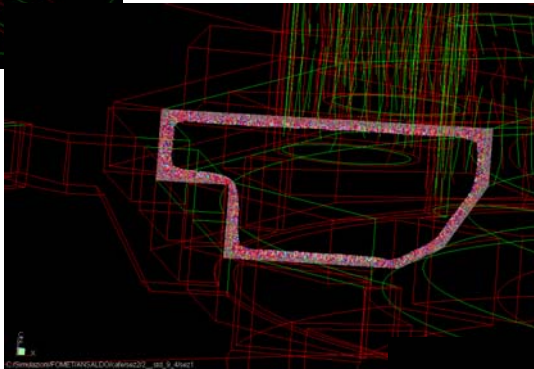
A)



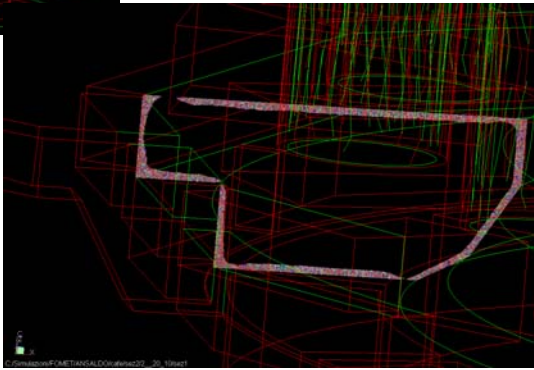
B)



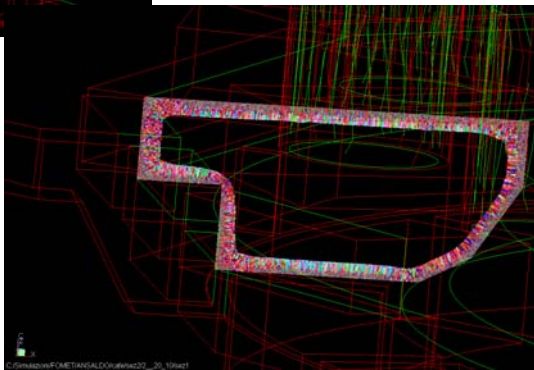
A)



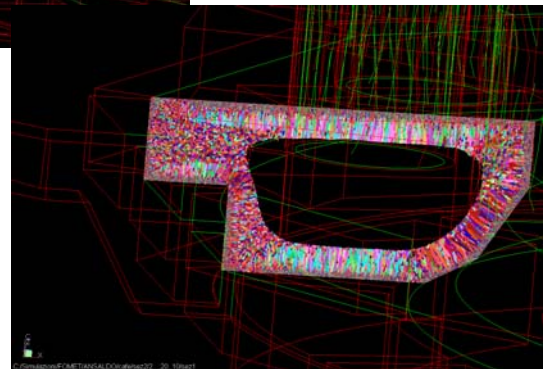
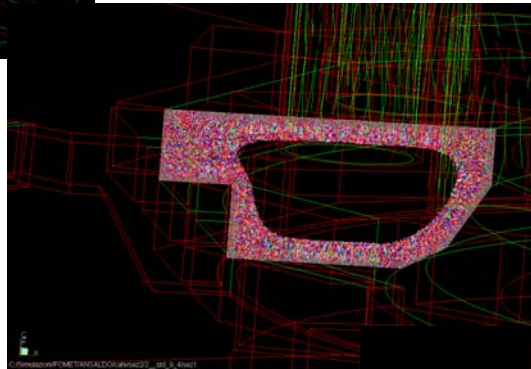
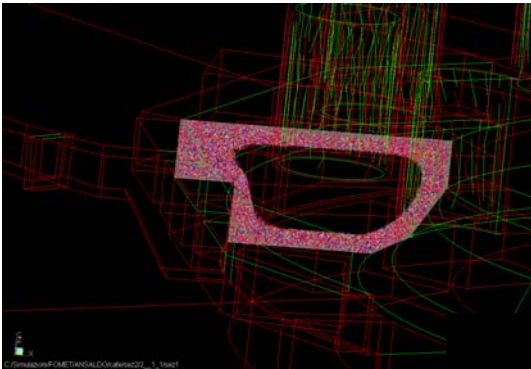
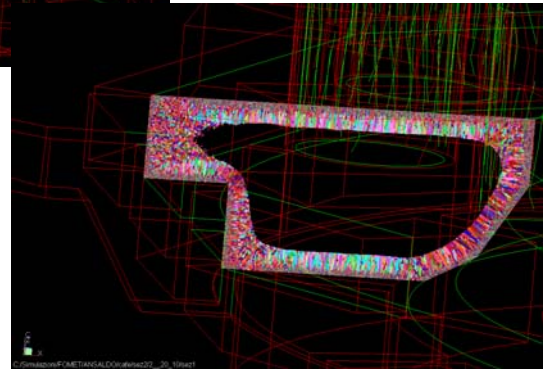
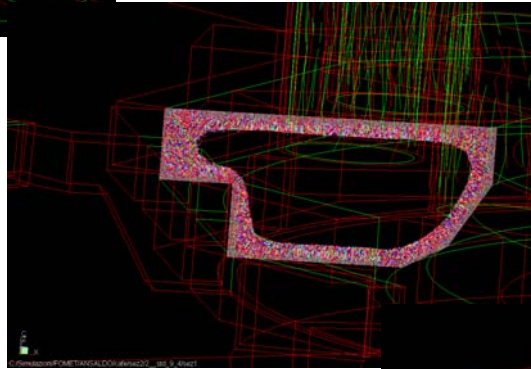
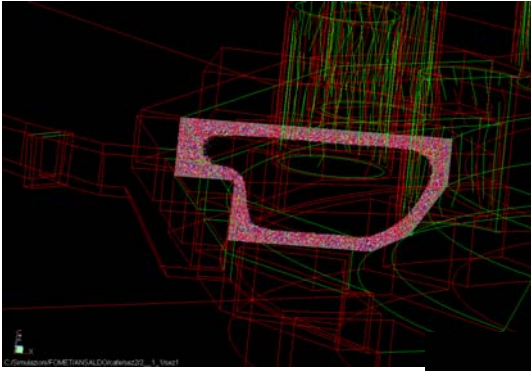
B)

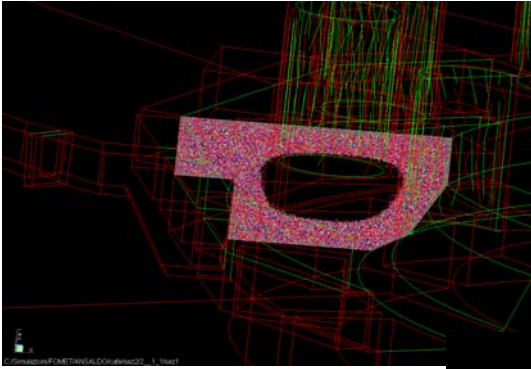


C)

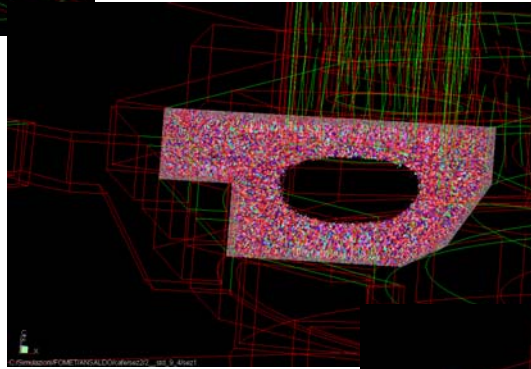


C)

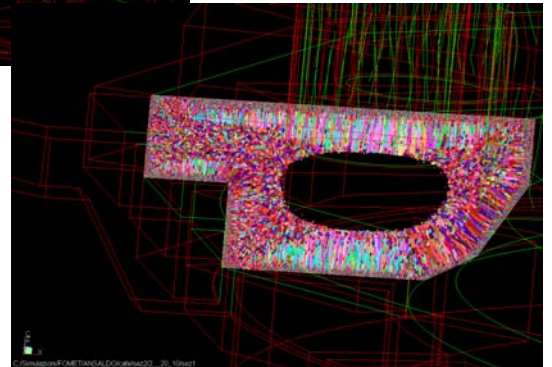




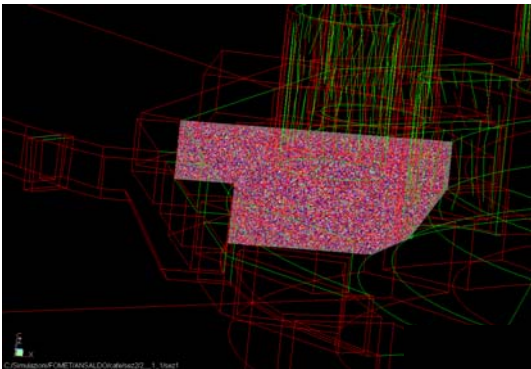
A)



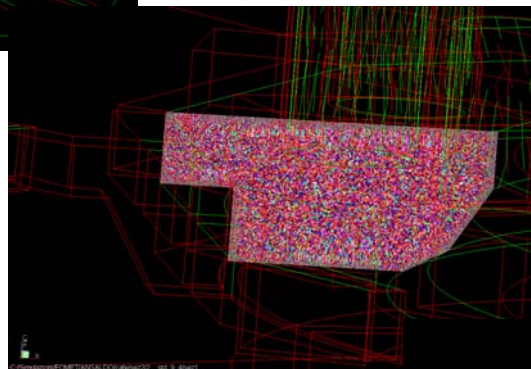
B)



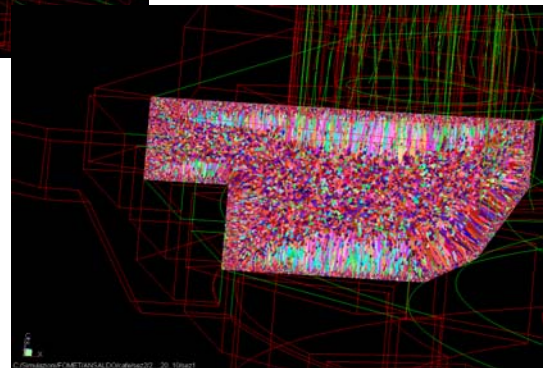
C)



A)



B)



C)

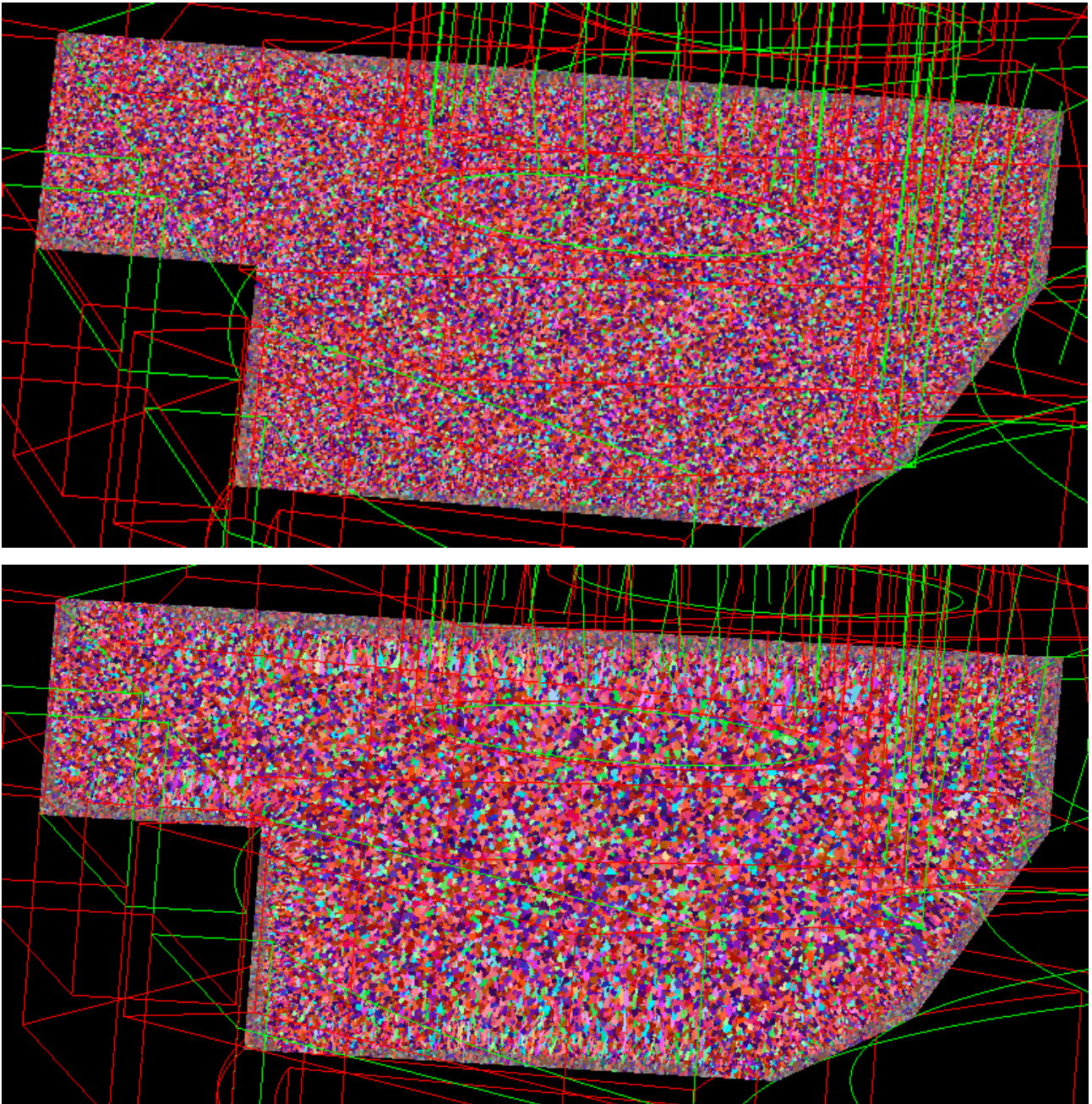


Fig. 5.70: Con riferimento alla sezione R presentiamo la sequenza delle immagini finali ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita

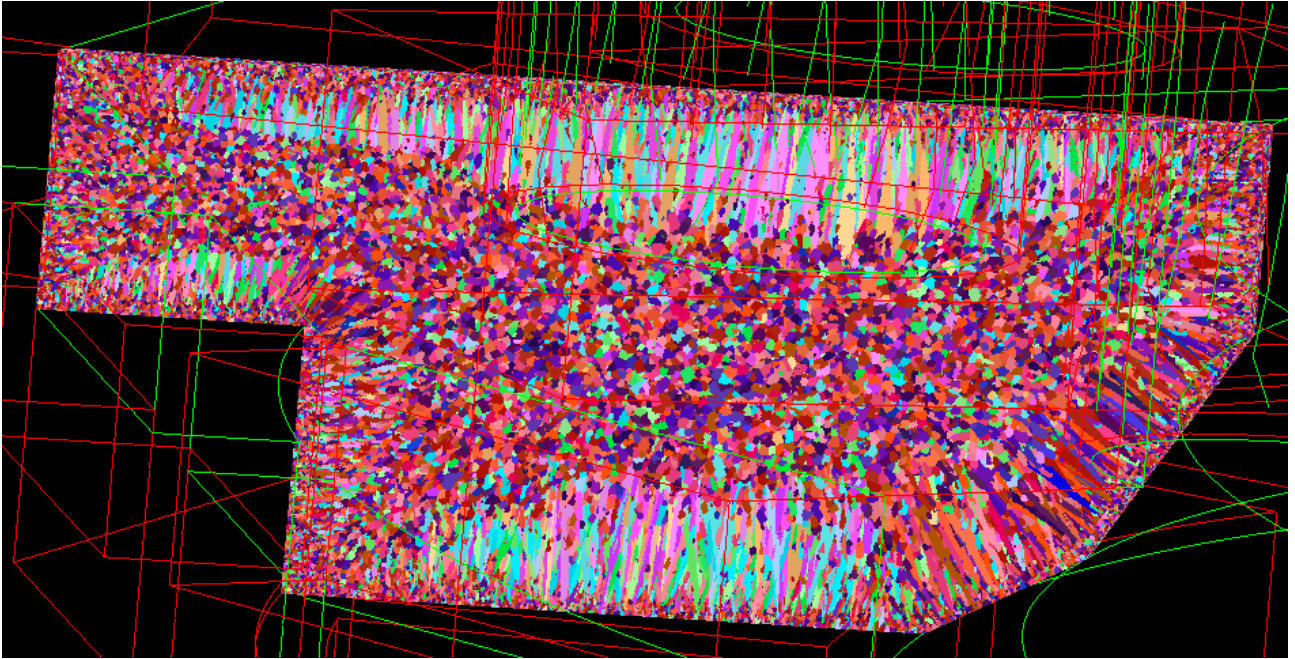
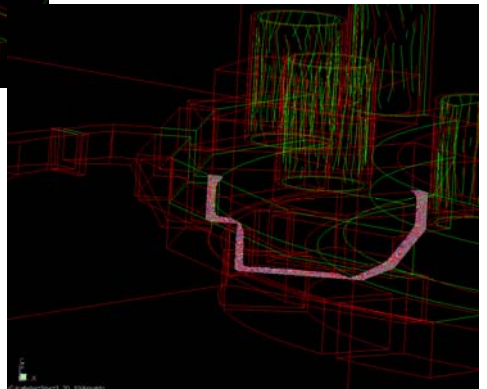
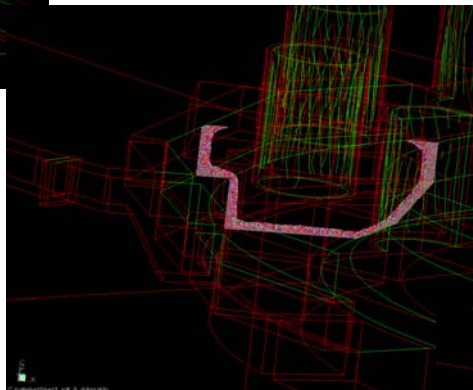
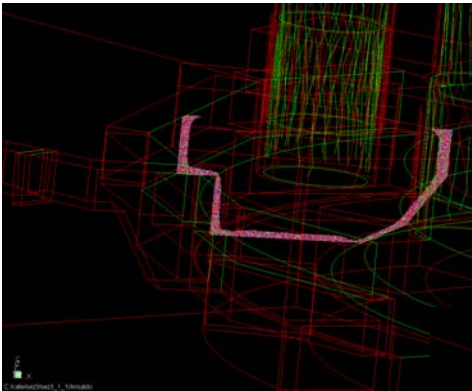
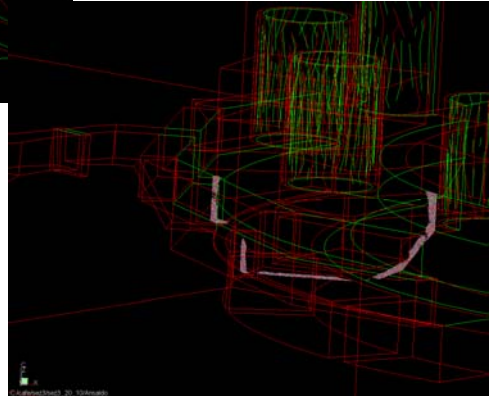
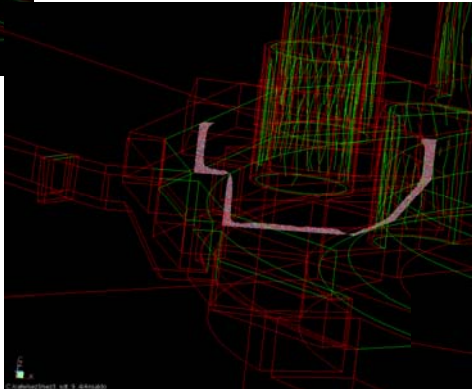
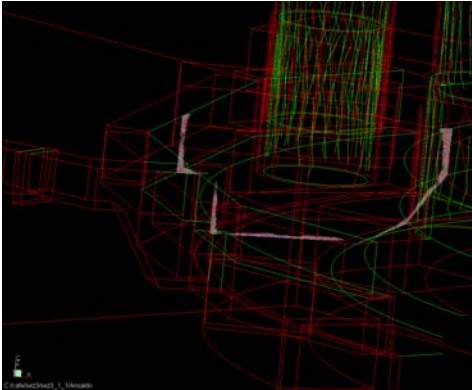
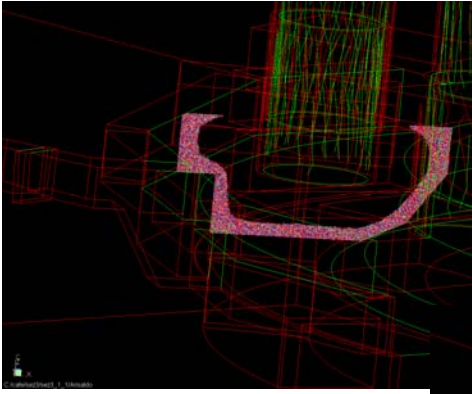


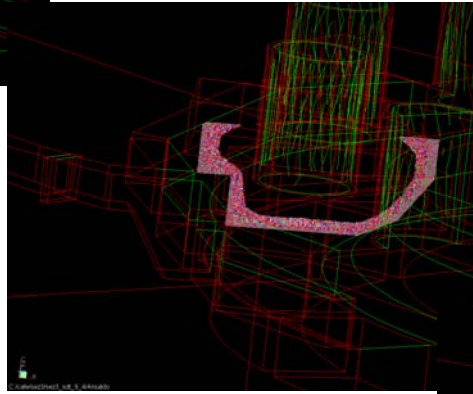
Fig. 5.71: Con riferimento alla sezione R presentiamo la sequenza delle immagini finali ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita

Con riferimento alla sezione M presentiamo la sequenza delle immagini ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita

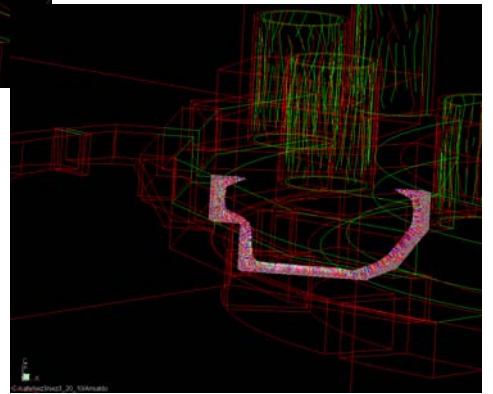




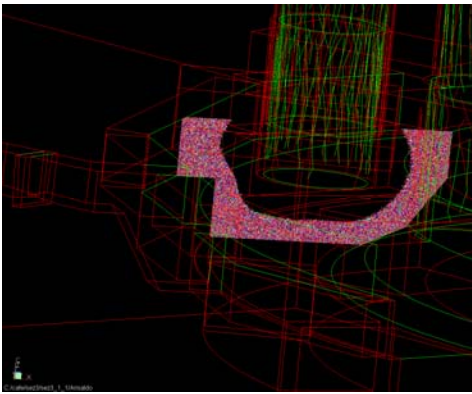
A)



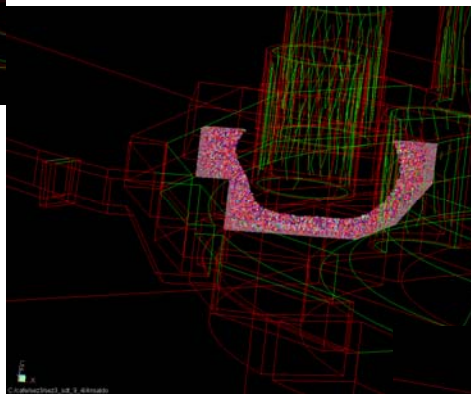
B)



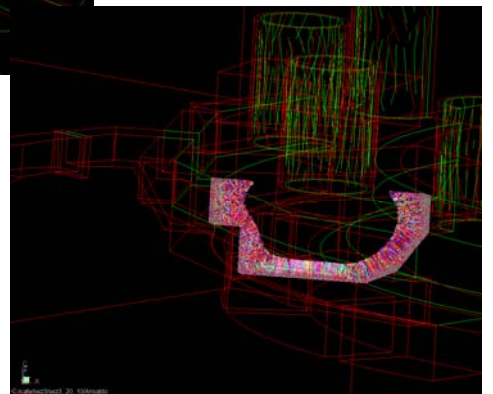
C)



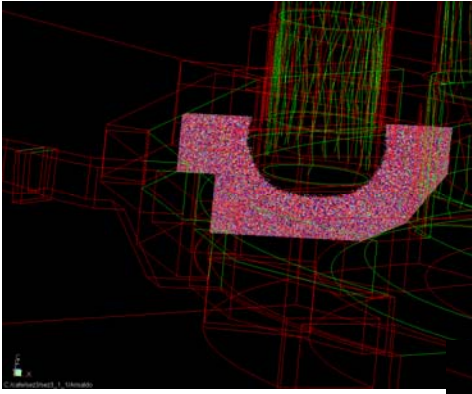
A)



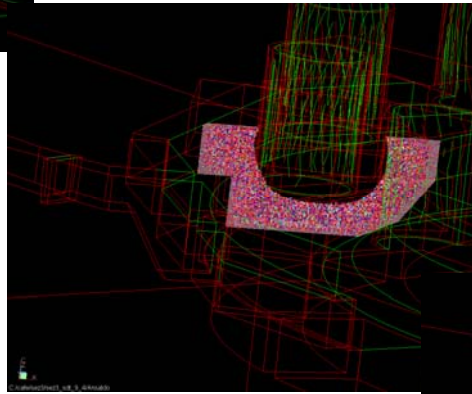
B)



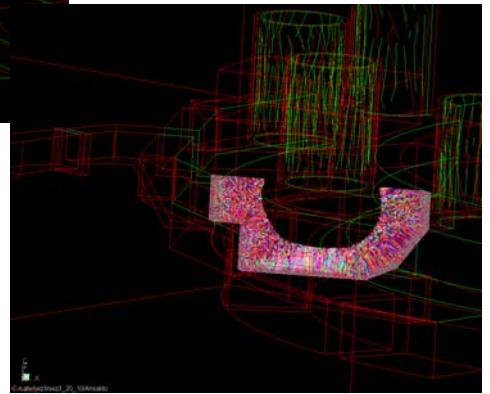
C)



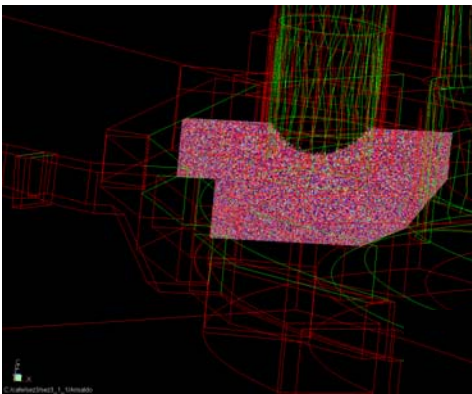
A)



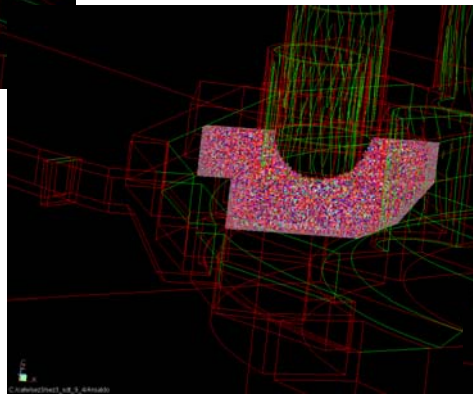
B)



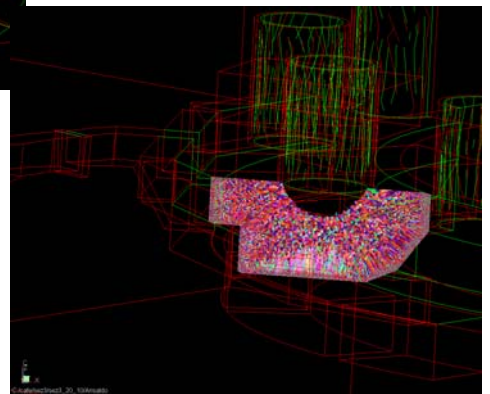
C)



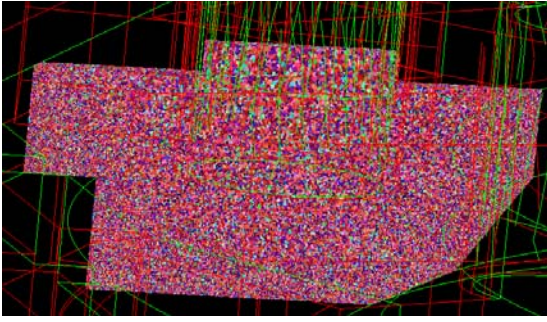
A)



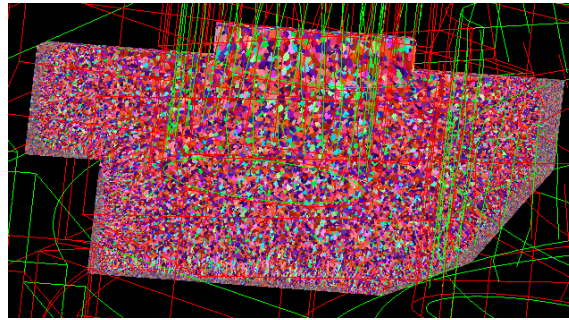
B)



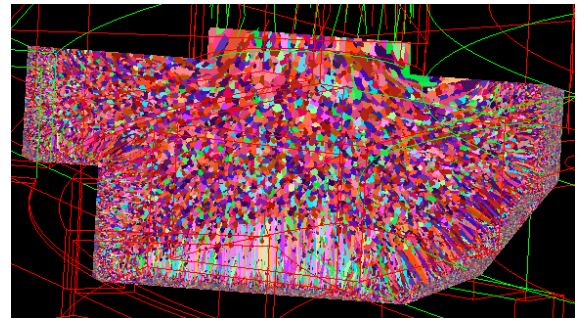
C)



A)



B)



C)

Fig. 5.72: Con riferimento alla sezione M presentiamo la sequenza delle immagini finali ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita

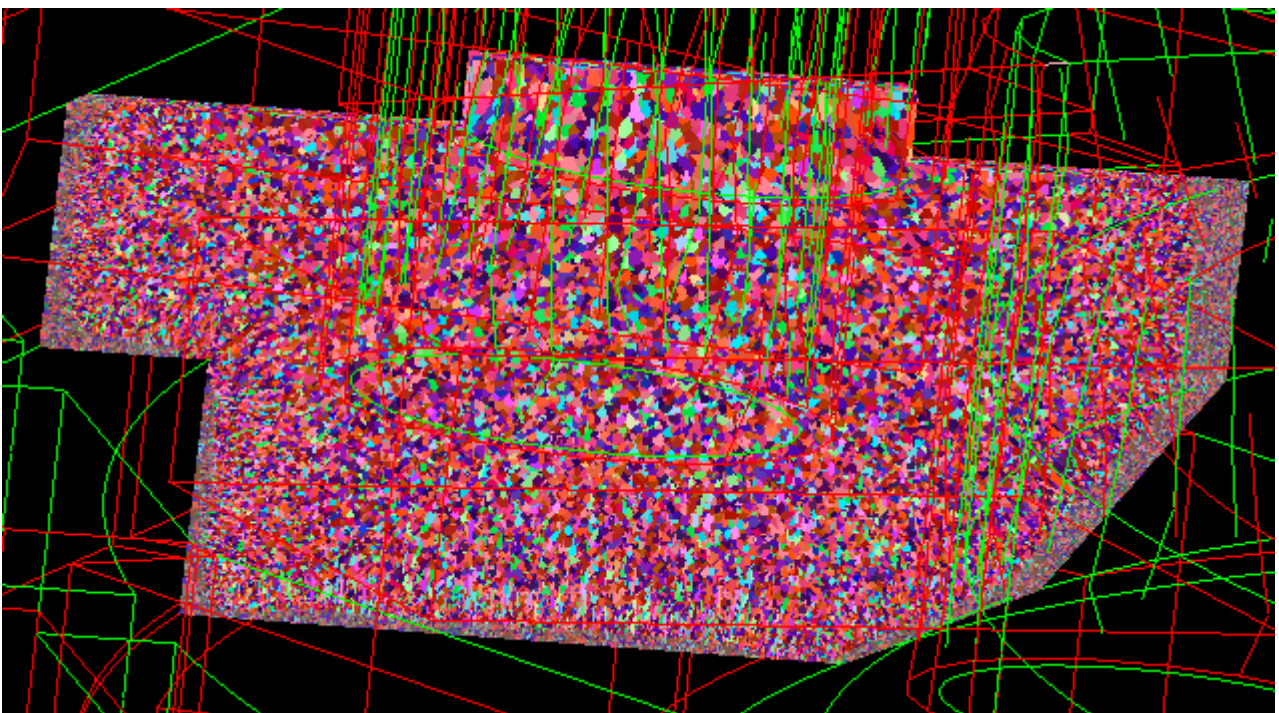
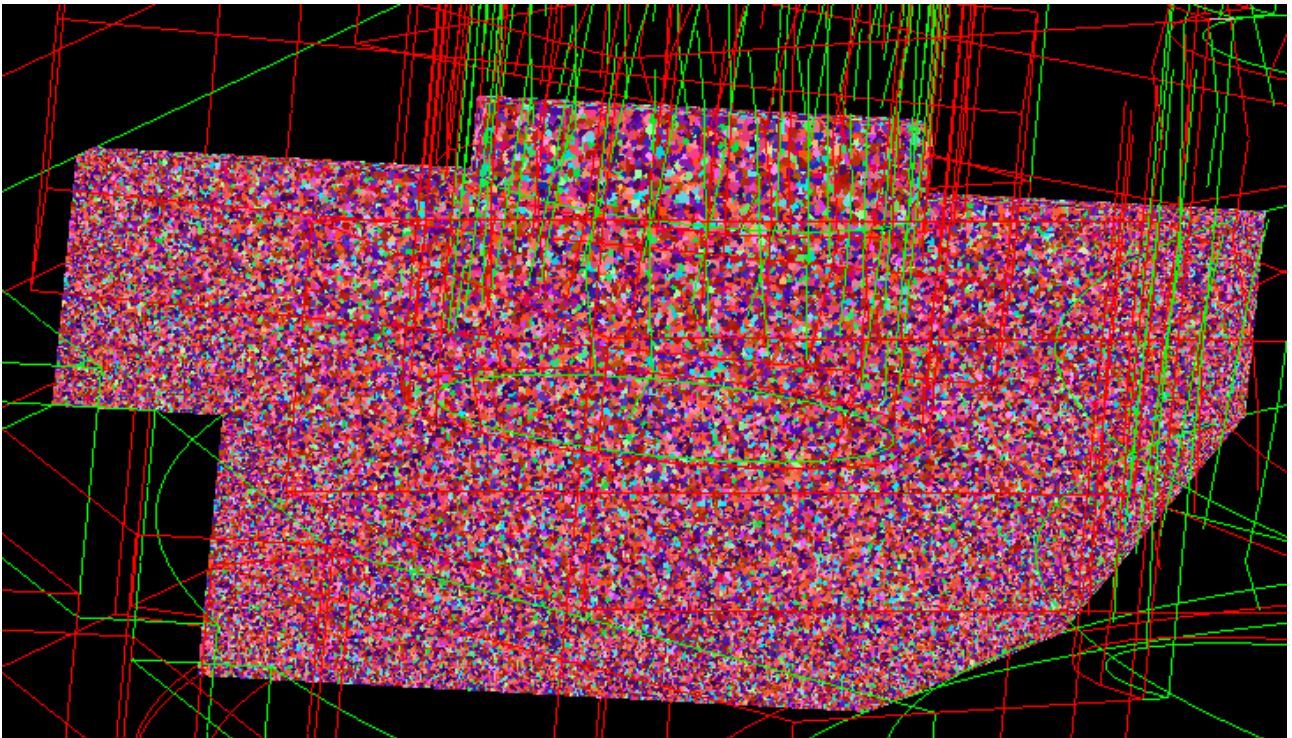


Fig. 5.73: Con riferimento alla sezione M presentiamo la sequenza delle immagini finali ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita

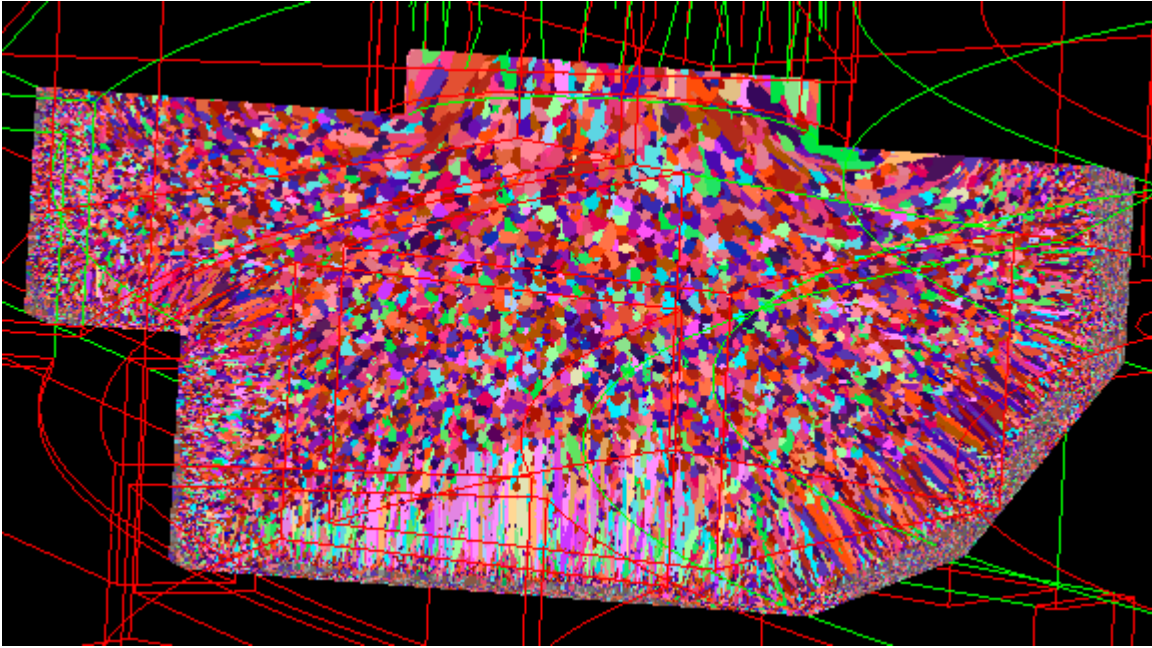


Fig. 5.74: Con riferimento alla sezione M presentiamo la sequenza delle immagini finali ottenute variando in tre modi differenti le costanti a_2 e a_3 chiamate parametri di cinetica di crescita

5.15.3 Analisi dei risultati della sperimentazione

All'interno delle tre sezioni si è scelto un provino indicativo, di 10 cm di lunghezza per 1 cm di larghezza, che meglio rappresentasse la variazione delle grandezze all'interno della zona considerata;

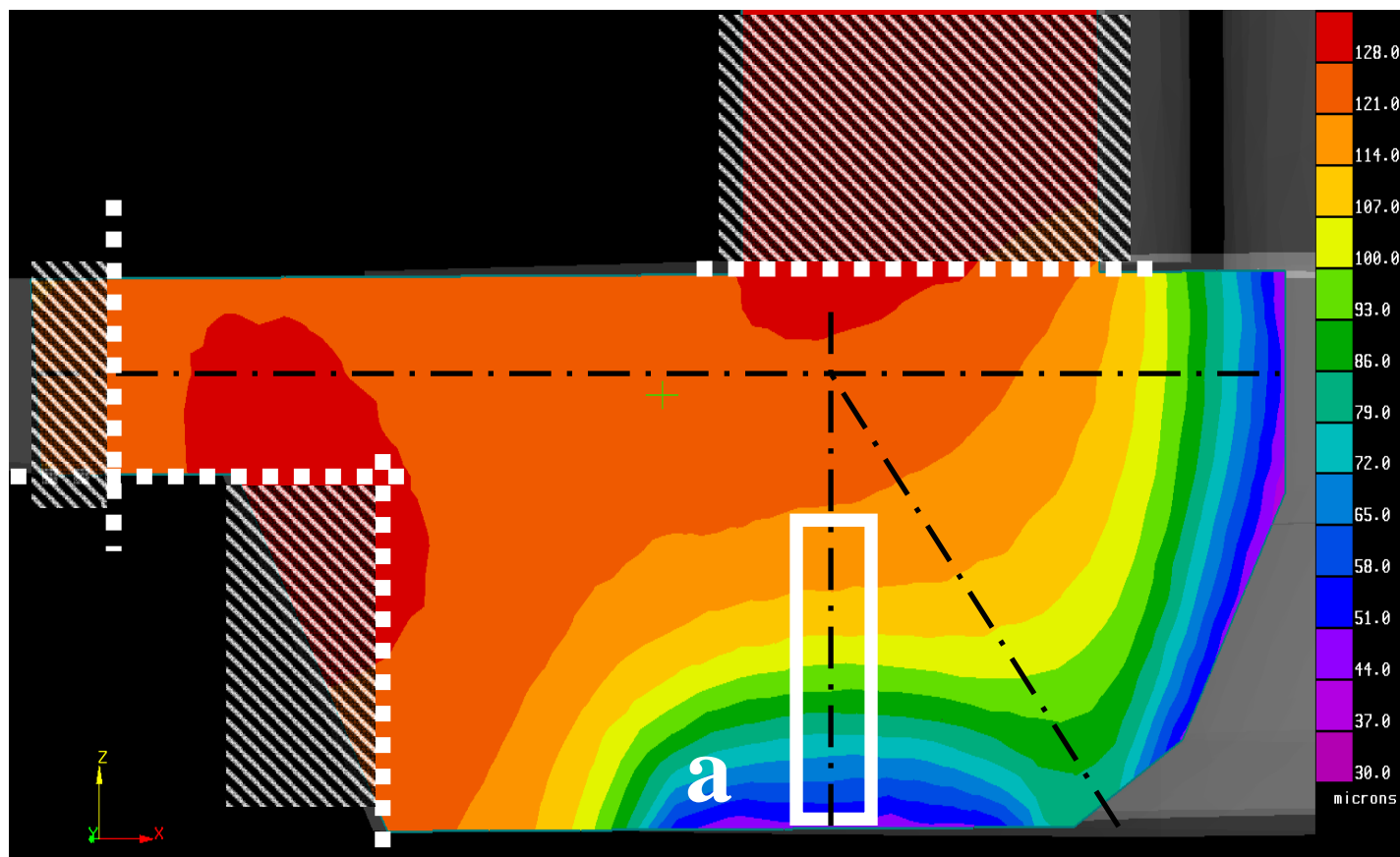


Fig. 5.75: Disposizione del campione "a" prelevato nella sezione A con montante ed attacco di colata, su indicazione della simulazione dello sdas e della porosità, per effettuare l'analisi delle strutture di solidificazione.

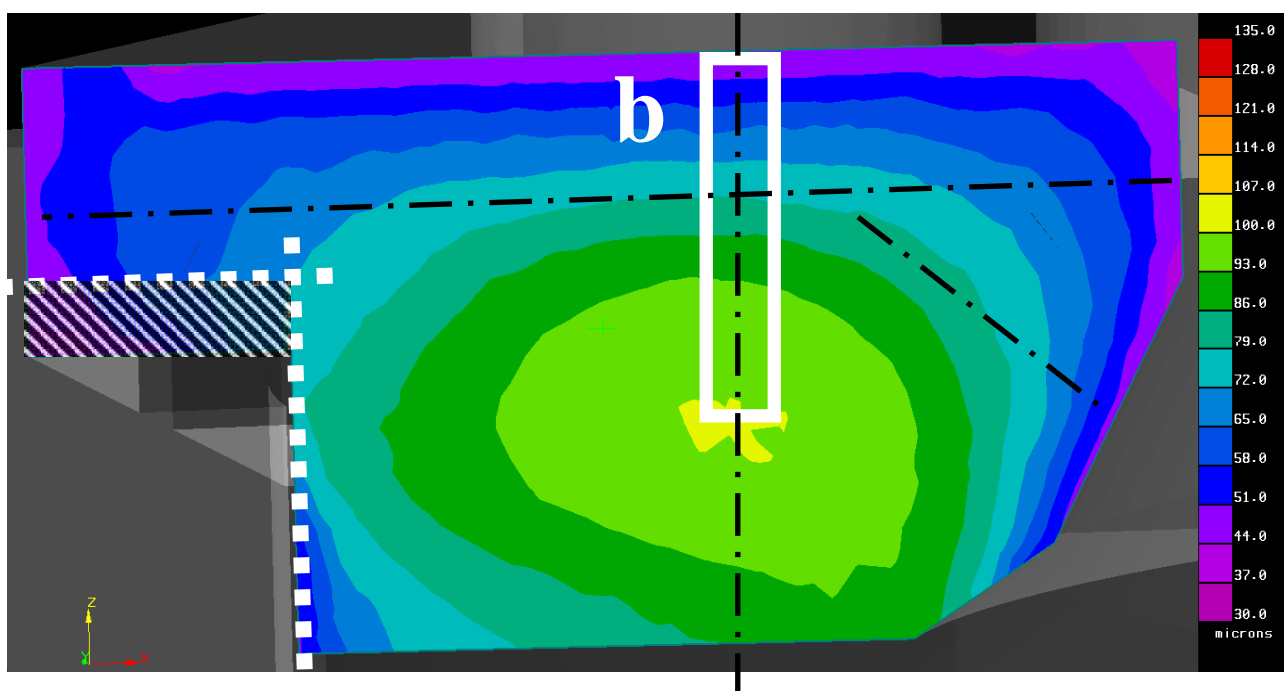


Fig. 5.76: Disposizione del campione "b" da prelevare nella sezione R senza montante, su indicazione della simulazione dello sdas e della porosità, per effettuare l'analisi delle strutture di solidificazione.

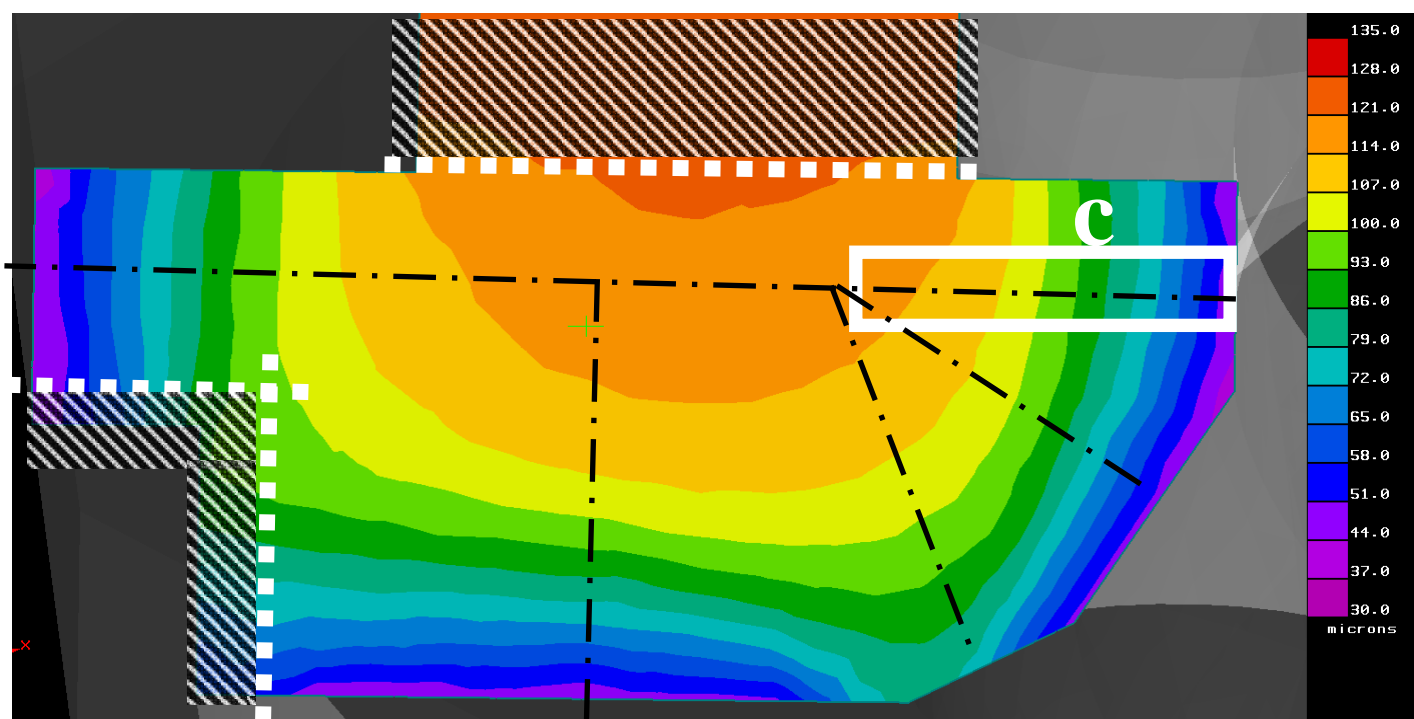


Fig. 5.77: Disposizione del campione "c" da prelevare nella sezione M con montante, su indicazione della simulazione dello sdas e della porosità, per effettuare l'analisi delle strutture di solidificazione.

5.15.4 Risultati della sperimentazione

5.15.5 Confronto con i risultati della simulazione